

FACULTAD DE CIENCIAS
GRADO EN FÍSICA
TRABAJO FIN DE GRADO
CURSO ACADÉMICO [2020-2021]

TÍTULO:

NEUTRINOS EN LA ASTROFÍSICA

AUTOR:

GUILLEM AZNAR MENARGÜES

Resumen

El neutrino es una partícula elemental neutra que fue propuesta por Pauli en el año 1930 para explicar la aparente violación de la conservación de la energía y momento en desintegraciones beta. La débil interacción de esta partícula con la materia condujo a que transcurriesen 25 años hasta la confirmación de su existencia. Los neutrinos se producen copiosamente en las reacciones nucleares que tienen lugar en el interior de las estrellas, y su detección proporciona una información muy valiosa sobre las condiciones físicas de los interiores estelares.

En el presente trabajo se revisa la situación actual del tema mediante una recopilación bibliográfica, con especial énfasis en los neutrinos producidos en el mundo astronómico. Después de introducir su postulación, su detección y sus principales características y fuentes, se describen las reacciones nucleares que conducen a su creación y a su detección mediante detectores terrestres. El valor inferior del flujo de neutrinos solares medido en relación con el predicho por el modelo teórico solar propició el considerado como “problema de los neutrinos solares”. Este se solucionó en 2001, mediante el fenómeno de las oscilaciones de neutrinos y el efecto Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein.

Además, se trata el caso de los neutrinos producidos durante las supernovas, que avisan sobre este evento antes de que llegue a la Tierra la luz que estas producen; así como se expone la todavía no detectada radiación de fondo de neutrinos, compuesta por los producidos durante el Big Bang.

Palabras clave: historia de los neutrinos, características de los neutrinos, problema de los neutrinos solares, oscilaciones de neutrinos, neutrinos en supernovas.

Abstract

A neutrino is a neutral elementary particle that was proposed by Pauli in 1930 to explain the apparent violation of the conservation of energy and momentum in beta decays. It took 25 years for its existence to be confirmed given the weak interaction of this particle with the matter. Neutrinos are copiously produced in nuclear reactions in the stellar interiors. Furthermore, its detection provides valuable information about the physical conditions of the interior of stars.

This paper revises the current status of the topic using a consolidated bibliography. It also makes a special emphasis on neutrinos produced in the astronomical world. After introducing their postulation, their detection and their main characteristics and sources, the nuclear reactions leading to their creation and detection by ground-based detectors are described. A lower value of the solar neutrino flux compared to the value predicted by the theoretical solar model did promote the so-called ‘solar neutrino problem’. This problem was solved in 2001, using the phenomenon of neutrino oscillations and the Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein effect.

In addition, it reports the neutrinos produced during supernovae, the latter can be detected before the light that they produce reaches the Earth as a result of the presence of neutrinos. Besides, it explains the yet undetected neutrino background radiation, composed of the neutrinos produced during the Big Bang.

Keywords: Neutrino History, Characteristics of Neutrino, Solar Neutrino Problem, Neutrino Oscillation, Supernova Neutrinos.

Índice

1. Introducción	4
2. El neutrino como partícula elemental	6
2.1. Postulación de Pauli	6
2.2. Confirmación de su existencia	10
2.3. Características	14
2.4. Tipos de neutrinos	18
2.5. Fuentes de neutrinos	22
3. El neutrino en la astrofísica	23
3.1. Neutrinos solares	23
3.1.1. Reacciones nucleares en el interior de las estrellas	23
3.1.2. Problema de los neutrinos solares	33
3.1.3. Oscilaciones de neutrinos	41
3.1.4. Efecto MSW	47
3.2. Neutrinos en supernovas	53
3.3. Fondo cósmico de neutrinos	58
4. Conclusiones	61
Agradecimientos	63
Referencias	64
Apéndices	72
A. Tipos de detectores terrestres	72
Detectores basados en centelleadores	72
Detectores radioquímicos	75
Detectores basados en la radiación de Cherenkov	77
B. Cronología	83
C. Aproximación de la velocidad relativista de una partícula	89

1. Introducción

¿Cuántos años tiene el Sol? ¿Qué hace que este brille? Estas preguntas estuvieron atormentando a físicos teóricos y enfrentándolos contra geólogos y biólogos evolucionistas durante 150 años [12]. Las respuestas a estas causaban gran interés en la época, ya que como describió el astrónomo John Herschel en su *Tratado de Astronomía* (1833) [49]:

“Los rayos del Sol son la fuente última de casi todos los movimientos que tienen lugar en la superficie de la tierra. Por su calor se producen todos los vientos. . . Por su acción vivificante los vegetales se elaboran a partir de materia inorgánica, y se convierten, a su vez, en el sustento de los animales y del hombre, y en las fuentes de esos grandes depósitos de eficiencia dinámica que se depositan para uso humano en nuestros estratos de carbón.”

La velocidad a la que el Sol irradia energía se calcula utilizando la velocidad a la que la energía llega a la superficie de la Tierra y la distancia entre los dos cuerpos. La energía total que ha irradiado el Sol durante su vida es aproximadamente el producto de la velocidad a la cual la energía es radiada actualmente, llamada luminosidad solar, por su edad. Cuanto más viejo sea el Sol, mayor será la cantidad total de energía solar radiada, y, por ende, cuanta mayor sea esta cantidad, más difícil es explicar la fuente de energía solar.

En el siglo XIX, los físicos creían que esta fuente de energía era la gravitación [12]. Hermann von Helmholtz, en 1854, propuso que el origen de la enorme cantidad de energía radiada por el Sol era la contracción gravitacional de una gran masa [48]. Ya en la década anterior J. R. Mayer y J. J. Waterson habían sugerido que el origen era la conversión de energía gravitacional en calor [12].

Mientras los físicos se concentraban en el origen de la energía, los biólogos y geólogos consideraban sus efectos. En 1859, Charles Darwin, en la primera edición de su célebre obra *El origen de las especies*, hizo una estimación de la edad de la Tierra basándose en cuánto tardaría la erosión en eliminar el Weald, un gran valle del sur de Inglaterra [24]. Obtuvo un número alrededor de 300 millones de años. Como había estipulado Herschel [49], el Sol es responsable de la vida y de la mayor parte de la erosión del planeta, por lo que la estimación de Darwin también implicaba una

estimación mínima de la edad del Sol y, por tanto, de la cantidad de energía que había radiado.

William Thompson, más conocido como Lord Kelvin, estaba firmemente opuesto a las ideas de Darwin. Como Helmholtz, estaba convencido de que la luminosidad solar era producida por la conversión de energía gravitacional en calor [83]. En un primer momento, Kelvin sugirió que el calor del Sol podría ser producido por el impacto de meteoros que caen continuamente sobre la superficie solar. Sin embargo, debido a evidencias astronómicas, se vio obligado a modificar su hipótesis argumentando en esta ocasión que la fuente principal de energía solar era la energía gravitacional de los meteoritos primordiales a partir de los cuales se formó la estrella. Kelvin declaraba que esta era la única explicación posible, ya que la acción química más energética conocida solo generaría unos tres mil años de calor para una masa como la del Sol. Estimó el tiempo de vida del Sol en solo 30 millones de años.

Por tanto, en el siglo XIX había dos puntos de vista muy distintos en cuanto a la edad solar: los físicos teóricos defendían, basándose en las fuentes de energía que se conocían en aquel entonces, que su edad era de unas decenas de millones de años, mientras que muchos geólogos y biólogos concluían que el Sol debía de haber estado brillando al menos varios cientos de millones de años para que los cambios geológicos y la evolución de los seres vivos se pudiese haber llevado a cabo. Darwin se vio obligado, debido al poder de Kelvin, a eliminar de las posteriores versiones de su libro toda mención a escalas de tiempo específicas. A día de hoy, sabemos que Lord Kelvin estaba equivocado y que los geólogos y biólogos evolucionistas estaban en lo cierto: el Sol tiene una edad aproximada de 4,6 miles de millones de años [17].

El fallo de Kelvin estuvo en suponer que la energía gravitacional alimenta el Sol. El punto de inflexión en esta batalla llegó en 1896 [12]. Durante un experimento diseñado para estudiar los rayos X, Henri Becquerel almacenó placas fotográficas envueltas en papel negro en un cajón, algunas cubiertas con sales de uranio. Debido a que estuvo nublado en París durante un par de días, Becquerel no pudo “energizar” sus placas fotográficas exponiéndolas a la luz del Sol como había previsto. Al revelar las placas fotográficas, encontró para su sorpresa que los cristales de uranio habían ennegrecido las placas fotográficas a pesar de estar envueltas en papel negro.

Becquerel acababa de descubrir la radiactividad natural, y, por ende, desencadenó la postulación y el descubrimiento de los neutrinos.

Este trabajo, pues, indaga en la historia científica del neutrino, centrándose sobre todo en su importancia en la astrofísica, empezando por su postulación y descubrimiento, y acabando en la resolución del problema de los neutrinos solares. En este estudio se presentarán, además, sus principales propiedades como partícula elemental.

2. El neutrino como partícula elemental

2.1. Postulación de Pauli

La radiactividad, desintegración nuclear o decaimiento radiactivo se define como el proceso por el cual un núcleo atómico inestable (núcleo “padre”) pierde energía mediante la emisión de radiación, transformándose en un núcleo diferente (núcleo “hijo”) [7]. En 1898, Rutherford clasificó los tipos de decaimiento radiactivo de acuerdo con su permeabilidad: rayos o partículas alfa (α , menos penetrantes) y beta (β , más penetrantes) [59]. Posteriormente Villard detectó la presencia de rayos aún más penetrantes: los rayos gamma (γ) [59]. Al inicio del siglo XX, se reveló que los rayos α son iones de helio, los β electrones de alta energía y los γ radiación electromagnética, también de alta energía. Es importante recordar que por aquel entonces el modelo atómico que dominaba era el de Thompson, el conocido como modelo del pudín con pasas, y solo se conocían tres tipos de partícula elemental: los electrones, los protones y los fotones.

La física del neutrino se originó en el estudio del decaimiento radiactivo de tipo β . Otto Hahn y Lise Meitner intentaron generalizar, en 1906, este decaimiento, tal como se había hecho un año antes con el decaimiento α [59]. Sin embargo, este resultó ser mucho más difícil, debido sobre todo a la masa tan reducida de las partículas β ya que, al interactuar con la materia, son dispersadas rápidamente y resulta difícil establecer una relación entre energía y alcance lineal. Diversos experimentos y años después, Charles D. Ellis y William A. Wooster demostraron, a partir de las deducciones de James Chadwick, que el espectro de energía de los rayos β es un continuo (Figura 1) [59].

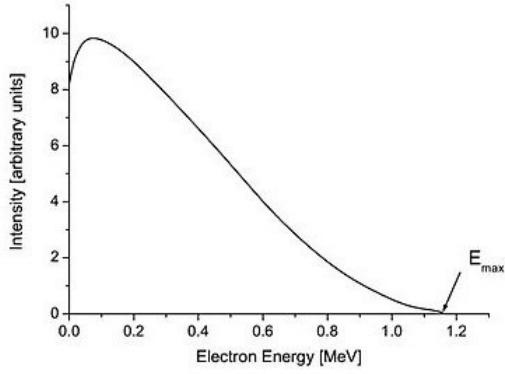


Figura 1: Espectro de energía de los electrones de la desintegración β .

ferencia entre las masas antes y después de la desintegración, conocida como energía de reacción liberada, Q .

Por tanto, el resultado del espectro llevaba a conclusiones contradictorias con respecto a la idea que se tenía de los núcleos y su decaimiento, ya que la energía que deberían emitir las partículas β (electrones), al ser los núcleos padres e hijos iguales, debería ser la misma. No era posible que algunas salieran con energías (o velocidades) altísimas y otras salieran prácticamente paradas. Los electrones que se estaban comportando como se esperaba eran los más enérgicos. Por lo tanto, lo que ocurría es que en el resto de casos la energía se estaba perdiendo. Este fenómeno permitía dos posibles interpretaciones teóricas [19]:

1. La conservación de la energía es válida solo estadísticamente para la interacción que da lugar al decaimiento β .
2. La conservación de la energía se mantiene estrictamente en cada proceso primario individual, pero al mismo tiempo es emitido con el electrón otra radiación muy penetrante, constituida de unas nuevas partículas neutras.

Niels Bohr, en 1929, se decantó por la primera opción [19], interpretando el fenómeno del espectro como evidencia de que en el núcleo atómico no se conservaban los principios de la mecánica cuántica ni la energía; esto quiere decir que la conservación se cumplía para objetos macroscópicos, que están formados por muchas partículas, pero no para una partícula individual. En cambio, en diciembre de 1930, Wolfgang Pauli (Figura 2) se quedó con la segunda opción [19].

Sin embargo, la energía cinética final del elemento y la energía del electrón vienen regidas por

$$E_c = \frac{p^2}{2m} \quad E_{e^-} = \sqrt{p^2 + m_e^2} \quad (1)$$

expresiones dadas en unidades naturales ($\hbar = c = 1$) [70]. La conservación de la energía nos dice que la energía de los electrones debería ser equivalente a la di-

Pauli, casi a la desesperada con tal de mantener la conservación de la energía, propuso la existencia de una nueva partícula elemental (a la que llamó “neutrón” [19]) dentro del núcleo, ligada a él por fuerzas magnéticas, neutra y de pequeña masa (ya que si no, se hubiera detectado cambio en el peso atómico después de la emisión de los rayos), que era emitida al mismo tiempo que las partículas β y que se estaba llevando parte de su ener-



Figura 2: Wolfgang Pauli (1900-1958).

gía. También propuso correctamente que esta partícula tenía spin $1/2$ [70], para así satisfacer también la conservación del momento angular, y momento magnético pequeño.

Pauli supuso que su idea era correcta, al contrario de la de Bohr, debido a la forma del espectro de rayos β , ya que desde el punto de vista empírico, le pareció decisivo que el espectro de los electrones mostrara un límite superior agudo y no una distribución estadística que descendía infinitamente para cada desintegración β . No se espera tal límite si la conservación de energía no es válida, en cuyo caso cualquier cantidad de energía estaría disponible estadísticamente en al menos unas pocas desintegraciones.

Sin embargo, sabemos que no se sentía demasiado cómodo con ella, ya que nunca escribió un artículo para hacerla pública ni acudió a ningún congreso para defenderla. Lo único que hizo fue escribir una carta exponiendo las líneas generales y el 4 de diciembre de 1930 la envió a sus colaboradores, que estaban un congreso en Tübingen, para que dieran explicaciones si alguien se las pedía [7]. La carta empezaba con una frase que se ha convertido en un mito de la física: “*Liebe Radioaktive Damen und Herren*” (“queridos señores y señoras radiactivos”). En ella describía a la nueva partícula como un “remedio desesperado” para salvar la ley de la conservación de la energía.



Figura 3: *Enrico Fermi (1901-1954).*

En 1933, Enrico Fermi (Figura 3) desarrolló, después de diversas conversaciones profundas con Pauli, una teoría sobre el decaimiento β y la interacción débil, incorporando el reciente descubrimiento del neutrón en el núcleo atómico (Chadwick, 1932) y la partícula postulada por Pauli, a la que pasó a llamar “neutrino” (designada con la letra griega ν), que significa en italiano “pequeño neutrón” [70], para distinguirla del neutrón pesado de Chadwick. El neutrino de Fermi ya no se encontraba en el núcleo atómico (propuesto por Francis Perrin [19]), sino que se creaba en las transiciones entre esta-

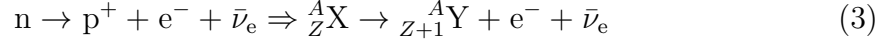
dos nucleares, como los fotones. Según Fermi, cuando un neutrón se transforma en un protón, emite un electrón (partícula β) y uno de estos neutrinos (aunque en realidad es un antineutrino electrónico, $\bar{\nu}_e$, como explicaremos más tarde):

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2)$$

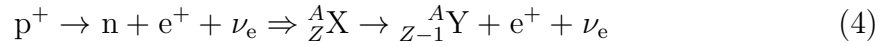
Esta transición es inducida por una nueva fuerza, conocida como fuerza débil, que Fermi basó en analogía con la teoría de Dirac de la interacción electromagnética [70]. Fermi dedujo que los neutrinos tendrían que tener una masa muy pequeña, casi despreciable, y al no tener carga eléctrica, solo son sensibles a la fuerza débil y, por tanto, la probabilidad de que interactúen con la materia es muy baja, lo que dificulta su detección.

A pesar de ello, ante la alternativa de poner en duda un principio tan importante como la conservación de energía, la mayoría de los físicos aceptaron la teoría del neutrino, pasando esta a considerarse una partícula misteriosa y a la vez necesaria. Sin embargo, cabe recalcar que la partícula de Pauli no es exactamente el neutrino que utilizó Fermi en su teoría, ya que la primera tiene algunas propiedades en común con el neutrón de Chadwick. Es por ello por lo que en el ámbito científico se debe intentar nombrar a la primera partícula como el neutrón-neutrino de Pauli [19].

Actualmente, como es bien sabido, existen dos tipos de desintegración β : en la desintegración β^- se convierte un neutrón en un protón, emitiendo un electrón y un antineutrino electrónico,



y en la β^+ se realiza el proceso contrario, se convierte un protón en un neutrón, liberando un positrón y un neutrino electrónico,



siendo A el número másico, Z el número atómico y X e Y los símbolos de los elementos químicos inicial y final, respectivamente.

2.2. Confirmación de su existencia

Con el paso del tiempo, la oposición filosófica a la existencia de nuevas partículas empezó a apaciguarse, debido principalmente a [8]:

1. La clara evidencia de que el mundo subatómico no podría ser descrito solamente en términos de las partículas constituyentes de los átomos.
2. El orden proporcionado por la teoría de desintegración β de Fermi y la hipótesis de los neutrinos de Pauli.
3. El continuo éxito de la mecánica cuántica.
4. El fortalecimiento de la creencia en la aplicabilidad de las leyes fundamentales de conservación.

De ahí que, a partir del estudio del decaimiento β , así como del decaimiento del neutrón (decaimiento β de un neutrón libre, con una semivida de unos 10,3 minutos [64]), quedó bastante patente que debía existir el neutrino. Pero como esta partícula no tenía carga ni a penas masa, era muy difícil de detectar.

Muchos experimentos fueron llevados a cabo con la intención de medir alguna propiedad del neutrino, como su masa, o de comprobar su papel en la conservación del momento lineal, estudiando retrocesos en experimentos de desintegración β . Estos experimentos dieron plausibilidad a la existencia de la partícula, pero no hicieron

nada más que demostrar continuamente que la dinámica de las desintegraciones estudiadas era consistente con la hipótesis del neutrino, por la que la teoría de Fermi seguía ganando reconocimiento [8].

Un cuarto de siglo después de la postulación de Pauli, a mediados de la década de 1950, Frederick Reines y Clyde L. Cowan Jr. (Figura 4), pertenecientes al Laboratorio Nacional de Los Álamos (LANL, por sus siglas en inglés), idearon un experimento para verificar la existencia del neutrino. El LANL aprobó el proyecto en 1951, cuando Reines, físico teórico por la Universidad de Nueva York, sugirió usar la intensa emisión de neutrinos de la detonación nuclear en pruebas

de armas atómicas, más concretamente la de desintegraciones β tras la división del uranio-235 en una bomba de fisión, como fuente para un experimento de su detección [8].

Como hemos visto, las desintegraciones β^- (a partir de ahora, si no indicamos cuál de los dos tipos es, supondremos que es este) producen electrones y antineutrinos electrónicos. Estos últimos pueden interactuar con los protones y producir neutrones y positrones (aunque la probabilidad de que suceda es muy baja), reacción conocida como desintegración β inversa.

Reines estimó que se necesitaría un volumen de aproximadamente una tonelada para detener algunos neutrinos de la reacción anterior [8], y que los productos de la reacción señalarían la presencia de los neutrinos si estos productos pudieran detectarse (aunque fue Wang Ganchang el que primeramente propuso esta idea en 1942 [86]). Poco después, Reines compartió con Cowan, físico experimental por la Universidad Washington de St. Louis [8], sus ideas para la detección de neutrinos, y decidieron trabajar juntos.

Los positrones obtenidos en la desintegración β inversa encuentran rápidamente electrones (sus antipartículas) y producen dos rayos γ de alta energía por aniquila-

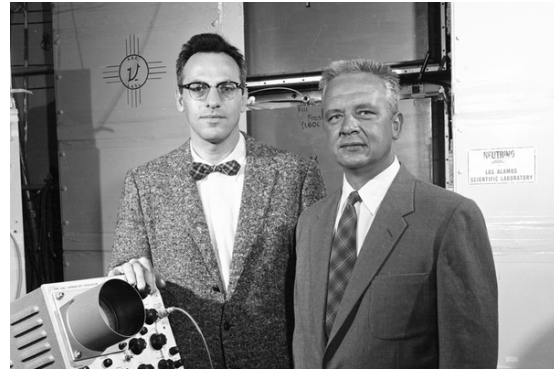


Figura 4: Reines (izquierda) y Cowan (derecha) en su laboratorio de las instalaciones de Savannah River.

ción del par. Sin embargo, Reines y Cowan se dieron cuenta de que la detección de los dos rayos γ no era prueba suficiente para confirmar la detección de neutrinos, así que intentaron detectar los neutrones de la reacción [4], cuya captura por un núcleo adecuado produce otro rayo γ . Para ello decidieron implementar una nueva tecnología de detección, un contador de centelleo líquido.

Los fotones se detectaron colocando un material centelleante (centellador) en un tanque de agua. El centellador produjo, en respuesta a los fotones de los rayos γ producidos por la aniquilación del positrón (producido a partir de la interacción entre los antineutrinos y los protones del hidrógeno del agua, que están tan débilmente unidos al agua que pueden ser vistos como protones libres), destellos de luz visible, que fueron detectados mediante tubos fotomultiplicadores. Las capturas de los neutrones se detectaron poniendo cloruro de cadmio, CdCl_2 , en el tanque detector [64].

Los rayos γ de las capturas de los neutrones se detectaron aproximadamente 5×10^{-6} s después de los rayos γ de aniquilación del par positrón-electrón [64]. Cada vez que se detectaban estos dos pulsos con una diferencia de tiempo similar a esta, se contaba como un presumible evento de captura de neutrinos, ya que ambos eventos proporcionaban una firma distintiva de la reacción de estos.

En otoño de 1952, Reines y Cowan se percataron de que podían usar un reactor nuclear como fuente de neutrinos (si conseguían reducir el ruido de fondo de otros eventos) en vez de la detonación de una bomba, teniendo como beneficios la facilidad de repetir una medición y la extensión del tiempo de observación para así reducir la incertidumbre estadística [8]. Además, se esperaba que se produjesen flujos de 10^{12} a 10^{13} neutrinos por segundo por cm^2 , cantidades muy superiores a cualquier otro flujo proveniente de fuentes radiactivas [64]. Después de realizar en 1953 un experimento preliminar en Hanford, llevaron a cabo el experimento en la Planta de Savannah River (Figura 5), donde existía una mayor protección frente a los rayos cósmicos [8]. En su experimento de 1956 utilizaron dos tanques, con un total de aproximadamente 200 litros de agua y 40 kg de CdCl_2 disuelto en ella, intercalándose entre tres capas de centelladores ¹ [64].

¹Para más información sobre este experimento, véase el apartado *Detectores basados en centelladores* del apéndice A. *Tipos de detectores terrestres*.

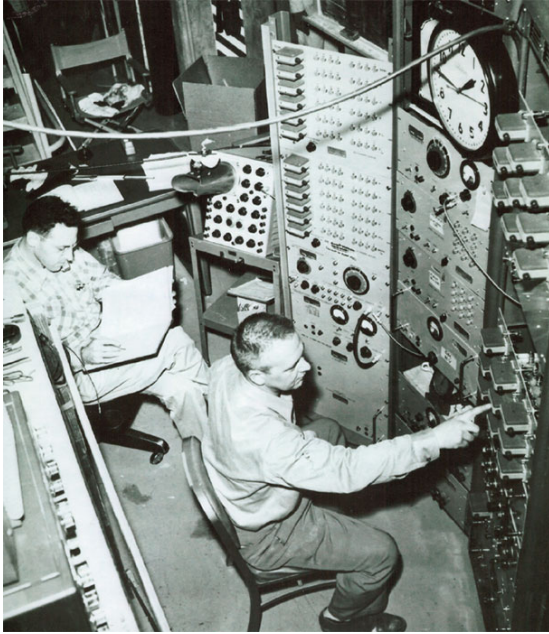


Figura 5: Reines (izquierda) y Cowan (derecha) en la sala de control de su experimento en Savannah River.

Después de meses recopilando datos, obtuvieron una media de detección de tres neutrinos por hora. Para confirmar que estaban detectando eventos de neutrinos del esquema descrito anteriormente, pararon el reactor nuclear para mostrar que había diferencia en el número de eventos detectados. Se había predicho una sección eficaz de la reacción de aproximadamente $6 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$, y la medida fue de $6,3 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$, valor muy cercano al predicho [64].

En su informe mensual del 20 de junio de 1956, Reines y Cowan declararon que el “experimento para detectar el neutrino en libertad se completó con un re-

sultado positivo y se informó en la reunión de la Sociedad Estadounidense de Física en Yale” [69]. Seis días antes de publicar el informe, le habían mandado un telegrama a Pauli con la buena noticia [68]:

“We are happy to inform you that we have definitely detected neutrinos from fission fragments by observing inverse beta decay of protons. Observed cross section agrees well with expected six times ten to minus forty-four square centimeters.”

(“Nos complace informarle que definitivamente hemos detectado neutrinos de fragmentos de fisión mediante la observación de la desintegración beta inversa de los protones. La sección transversal observada concuerda bien con el esperado seis por diez elevado a menos cuarenta y cuatro centímetros cuadrados ($6 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$).”)

Los resultados fueron publicados en la edición del 20 de julio de la revista *Science* [21]. El neutrino finalmente había sido descubierto.

2.3. Características

Actualmente, se define al neutrino como una partícula subatómica, muy similar a un electrón, pero sin carga eléctrica y con una masa muy pequeña, próxima a cero (anteriormente se consideraba que su masa era nula, como la del fotón, véase) [45]. Estas partículas son unas de las más abundantes del universo (la proporción entre neutrinos y nucleones es de aproximadamente 10^9 , a favor de los primeros), tienen secciones eficaces muy pequeñas y, como hemos venido repitiendo, una interacción muy baja con la materia;

por tanto, son increíblemente difíciles de detectar [28]. Las fuerzas nucleares tratan por igual a electrones y neutrinos: ninguno de los dos participa en la fuerza nuclear fuerte, pero sí en la débil. Las partículas con esta propiedad son conocidas como leptones. Los leptones, al igual que los quarks, son a su vez fermiones (en general, partículas que constituyen la materia), es decir, tienen spin semientero y obedecen la estadística de Fermi-Dirac. La diferencia entre unos y otros es que los leptones existen por sí mismos, mientras que los quarks se combinan para formar los bariones (grupo al que pertenecen los protones y los neutrones) [27]. A parte del neutrino y el electrón, los leptones incluyen los muones (μ^- , con una masa 200 veces superior a la del electrón [45]) y los tauones (τ^- , 3500 veces superior [45]), y sus respectivas antipartículas. Otras clases de partículas son los bosones, cuyos intercambios pueden provocar interacciones entre leptones, entre quarks y entre ambos (véase la Figura 6). Los neutrinos, al ser fermiones, tienen spin $1/2$ [27]. A parte de actuar a través de la fuerza débil, también se asume que interactúan gravitacionalmente.

Las interacciones débiles crean neutrinos en uno de los tres sabores leptónicos, neutrinos electrónicos (ν_e), muónicos (ν_μ) y tauónicos (ν_τ), asociados respectivamente a sus correspondientes leptones cargados, electrones, muones y tauones [22]. Estos tipos o sabores de neutrinos serán mejor estudiados en el próximo apartado.

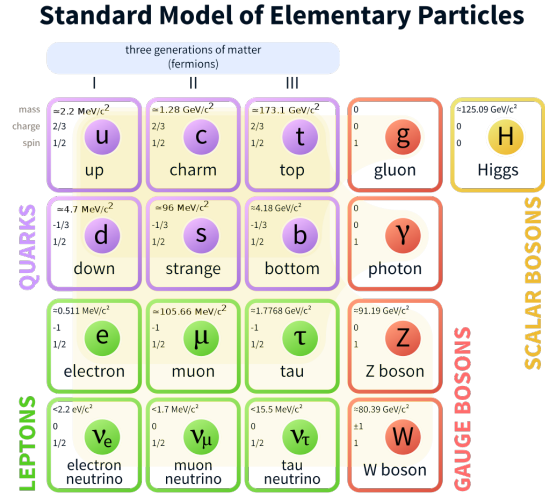


Figura 6: Tabla del modelo estándar de partículas elementales.

Actualmente, se conocen tres masas discretas de neutrinos, por lo que cada sabor de neutrino es una combinación lineal de los tres autoestados discretos de masa. Solo se conocen las diferencias de los cuadrados de los tres valores de masa, mediante las variables definidas como [20]

$$\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 \quad \Delta m^2 = m_3^2 - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} \quad (5)$$

donde los subíndices 1, 2 y 3 indican los tres autoestados distintos. Los valores obtenidos y aproximados para estas dos variables son [20]

$$\delta m^2 \cong 7,37 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \Delta m^2 \cong 2,50 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (6)$$

valores que nos sirven para mostrar que estas masas tienen pequeña magnitud.

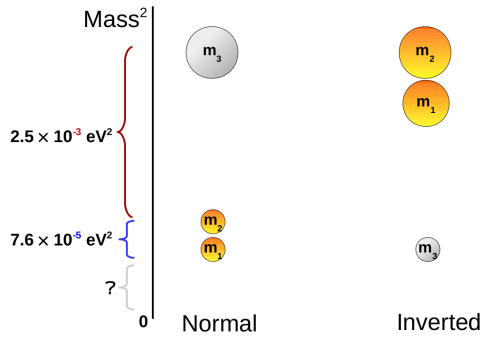


Figura 7: Las dos posibilidades de jerarquía del neutrino.

También queda por responder si m_2 es más pesada o no que m_3 . Esta cuestión es conocida como el “problema jerárquico de la masa del neutrino”. Si m_2 es más ligera que m_3 , la jerarquía es llamada como “normal”, pero si tanto m_2 como m_1 son más pesadas que m_3 se conoce como “invertida” [50]. En la jerarquía normal los dos autoestados de masa más ligera tendrán una diferencia de masa pequeña, alrededor de 10 meV, mientras que el

tercer autoestado tendrá una masa 50 meV mayor que el de m_2 . En cambio, en la jerarquía invertida el autoestado más ligero es seguido por un doblete de autoestados más pesados, 50 meV aproximadamente, siendo la diferencia entre estos dos de 10 meV [66] (véase la Figura 7).

A partir de medidas cosmológicas, también se ha calculado que la suma de las tres masas debe de ser menor a la millonésima parte de la de un electrón, aproximadamente menor a 120 meV [60]. Una masa no nula permite a los neutrinos la posibilidad de tener un pequeño momento magnético. Si esto sucede, deberían poder interactuar electromagnéticamente, aunque dicha interacción nunca ha sido observada [42].

Para cada tipo de neutrino, también existe su antipartícula, llamada antineutrino, también sin carga eléctrica y con espín $1/2$. Estas son distinguibles de los neutrinos por tener signos opuestos del número leptónico, definido como el número cuántico conservativo que representa la diferencia entre el número de leptones y antileptones en una reacción elemental de partículas [65], matemáticamente escrita como

$$L = n_l - n_{\bar{l}} \quad (7)$$

donde n_l es el número de leptones y $n_{\bar{l}}$ el de antileptones, y opuesta quiralidad, que se define como un fenómeno el cual no es idéntico a su imagen espejo [88]. En las distintas observaciones que se han hecho, nunca ha habido cambio alguno en el número leptónico general: si este es cero en el estado inicial, aparecen neutrinos electrónicos en el estado final junto con solamente positrones o antineutrinos electrónicos o antineutrinos electrónicos con electrones o neutrinos electrónicos.

Como hemos visto en el final del apartado 2.1. *Postulación de Pauli*, los antineutrinos electrónicos son producidos en la desintegración β^- , mientras que los neutrinos son producidos en la β^+ . Los primeros siempre han sido observados en procesos de interacción débil con helicidad dextrógira o de mano derecha, que quiere decir que la dirección de su espín coincide con la dirección de su movimiento, mientras que los neutrinos tienen helicidad levógira o de mano izquierda, con direcciones de espín y movimiento opuestas [66; 88]. Para partículas sin masa, la helicidad es equivalente a la quiralidad, ya que una partícula sin masa tiene el espín en la misma dirección que la del movimiento independientemente del punto de vista del observador, ya que se mueven a la velocidad de la luz. En cambio, para las partículas con masa, la quiralidad y la helicidad son distintas, ya que un observador puede cambiar de sistema de referencia con mayor velocidad que la partícula; por lo que esta aparentará estar moviéndose hacia atrás, y su helicidad pasará a ser la opuesta. Por tanto, la propiedad que interesa conocer para los neutrinos es la quiralidad, pero debido a que tienen muy poca masa también se suele considerar ambos parámetros como iguales [88].

Si los neutrinos dextrógiros y los antineutrinos levógiros existen, su interacción con la materia debe ser mucho más débil que la interacción de los neutrinos levógiros y los antineutrinos dextrógiros. Se ha teorizado que estas partículas podrían ser un

tipo de neutrino que no interaccionan con ninguna de las interacciones fundamentales del modelo estándar, excepto tal vez la gravedad, llamadas neutrinos y antineutrinos estériles [66]. Si existiesen, estos podrían tener un papel crucial en la generación de las masas de los neutrinos y su mezcla, en el entendimiento de la disparidad entre las magnitudes de la masa de los neutrinos y la de los leptones cargados y quarks o en la generación de la asimetría materia y antimateria del universo [66].

Sin embargo, al ser los neutrinos y los antineutrinos partículas neutras, es posible que sean la misma partícula, es decir, que ambas sean idénticas [66]. Las partículas que cumplen esta propiedad son conocidas como partículas de Majorana, mientras las que no la cumplen (la mayoría de quarks y leptones) son llamadas partículas de Dirac [22]. Esta teoría ha ganado popularidad en los neutrinos ya que puede ser usada, junto con el mecanismo del balancín (modelo empleado para entender las masas relativas observadas de los neutrinos, comparándolas con las de los quarks y leptones cargados), para explicar por qué sus masas son tan bajas comparadas con otras partículas elementales. Los neutrinos de Majorana tendrían entonces la propiedad de que solo se puede distinguir entre el neutrino y el antineutrino por su quiralidad, y lo que se observaría en los experimentos es simplemente una partícula con dos posibles quiralidades. A día de hoy, aún no es conocido si los neutrinos son partículas de Majorana o de Dirac. Diversos experimentos están intentando resolver esta cuestión, intentando realizar procesos de violación de la ley de conservación del número leptónico como la doble desintegración β sin emisión de neutrinos ($0\nu\beta\beta$), ya que esta ley no se cumple si las partículas son de Majorana [22].

Finalmente, los neutrinos pueden interactuar con un núcleo, cambiándolo a otro núcleo. Este proceso se usa en los detectores de neutrinos radioquímicos ². En general, la probabilidad de interacción crece con el número de nucleones [54]. Además, al igual que los neutrones, los neutrinos pueden inducir reacciones de fisión en núcleos pesados [55]. Esta reacción no ha sido medida en un laboratorio, pero se predice que sucede en estrellas y supernovas [54].

Otras características importantes de los neutrinos, como su oscilación y el efecto MSW, serán explicadas en apartados posteriores.

²Para más información sobre los detectores radioquímicos, véase el apartado *Detectores radioquímicos* del apéndice A. *Tipos de detectores terrestres*.

2.4. Tipos de neutrinos

Como hemos introducido en el apartado anterior, se conocen en la actualidad tres tipos o sabores de neutrinos, cada uno de ellos con sus respectivas antipartículas: electrónicos (ν_e), muónicos (ν_μ) y tauónicos (ν_τ). Cada tipo es considerado una partícula fundamental, y están asociados a otras tres partículas elementales, los leptones con carga, que les dan el nombre: electrones (e), muones (μ) y tauones (τ) [66]. Estas tres partículas son conocidas como las tres generaciones de los leptones cargados, siendo la generación 1, 2 y 3, respectivamente. Los grupos de leptones cargados y de leptones neutros incluyen tres partículas distintas cada uno, al igual que uno de las cargas de colores de los quarks, de tipo *up* y tipo *down*, hecho que hizo suponer a los científicos que el número de tipos de neutrinos era correcto [32] (Figura 6).

Al igual que ocurre con el electrón, el muon, partícula descubierta en 1936 [32], también parecía tener cierta relación con el neutrino. Partículas como los piones se desintegraban a veces en un muón y un antineutrino, o en un antimuón y un neutrino [5]:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \qquad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad (8)$$

Este proceso era análogo al del decaimiento β , en el cual se emitía un neutrino y un positrón o un antineutrino y un electrón. Además, el propio muon se desintegraba en un electrón junto a un neutrino y antineutrino [5]:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \qquad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \qquad (9)$$

Desde los años treinta, las interacciones de los neutrinos con la materia venían dados por la interacción de Fermi, en la que un neutrón se transformaba en un protón, un electrón y un antineutrino [5]. Esta interacción tenía una importante propiedad: cuanto mayor era la energía, más probable era que sucediese. En un choque a velocidades bajas, un neutrón traspasaría e ignoraría la materia; mientras que a velocidades altas, este chocaría casi con total seguridad. Este comportamiento era tan extremo que, a partir de cierta energía, la probabilidad de choque superaba el 100% [5]. Este hecho no tiene ningún significado físico, por lo que la teoría de Fermi no podía ser usada a tales energías. La sospecha de los físicos era que a esas

energías debería aparecer una nueva partícula, que fuese invisible a energías bajas y que sería la verdadera responsable de la interacción de Fermi. Esta partícula es el bosón cargado W^\pm , que permitía entender las relaciones entre los leptones ya que un W , al desintegrarse, producía un leptón con carga y uno sin carga, el neutrino, lo que permitía entender todos los patrones que se observaban en las desintegraciones [5].

Sin embargo, no todo eran buenas noticias con el bosón W . Su existencia tenía otras consecuencias, como la posibilidad de que un muon se transformara en un electrón emitiendo un fotón en el proceso, con una energía equivalente a la masa perdida [5]:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma \quad (10)$$

Este proceso se suele denotar como “ $\mu \rightarrow e \gamma$ ” [5], y varios experimentos habían tratado de encontrarlo, sin éxito. El problema era que si W existía, este proceso era tan probable que habría tenido que ser observado mucho antes.

La solución propuesta fue que el neutrino que se producía con el electrón no tendría por qué ser el mismo que se producía junto al muon. Es decir, cuando el W se desintegraba en un electrón emitía un antineutrino “de tipo electrónico”, y cuando lo hacía a un muon en uno “de tipo muónico”. Aplicándolo a la desintegración $\mu \rightarrow e \gamma$, el muón se separaría en un W y un neutrino muónico, y cuando el W volviera a combinarse con el neutrino no podría producir un electrón, debido a que este neutrino no era electrónico, por lo que la desintegración estaba “prohibida” y, por ende, era normal que no la hubiésemos visto [5].

Como hemos expuesto en el apartado 2.2. *Confirmación de su existencia*, el antineutrino electrónico fue descubierto por Frederick Reines y Clyde Cowan en 1956. Sabíamos que se producía en grandes cantidades en los reactores nucleares, y sospechábamos que el Sol y la Tierra también los emitían debido a los elementos radiactivos que existen en sus interiores [5].

Unos cuantos años después, un grupo de científicos del Laboratorio Nacional de Brookhaven (Upton, Long Island) usó un haz de protones para crear piones, que se desintegraban en más de un 99% de los casos en neutrinos y muones, que habían sido descubiertos en 1936, en vez de electrones [5]. Una vez eliminados los muones mediante la colocación de una pared de más de 13 metros de acero [5], los neutrinos

crearon muones cuando interactuaron, al contrario de los producidos en los reactores, que creaban positrones. Quedó patente que los neutrinos estaban relacionados con sus compañeros cargados eléctricamente, por lo que se había descubierto los neutrinos muónicos.

En la década de los setenta, científicos del Centro del Acelerador Lineal de Stanford (Menlo Park, California) descubrieron la partícula tau [32]. A partir de los hechos anteriores, el neutrino tauónico fue teorizado, pero no fue descubierto experimentalmente hasta el año 2000 por la colaboración DONUT del Fermilab [32]. La tardanza en el descubrimiento se debió a la dificultad de crear un haz de neutrinos tauónicos, ya que no conocemos partículas que se desintegren en un tau con mucha frecuencia, y a que la vida media del tauón es mucho más corta que la del muon.

En resumidas cuentas, cuando un tipo de neutrino interactúa con la materia, aparece su partícula pareja asociada, lo que ayuda a identificar qué sabor tenía el neutrino antes de interactuar. Por tanto, los neutrinos (ν) no obtienen su sabor por cuánta masa poseen, sino por cuánta masa tiene su compañero leptónico cargado (e^+ , μ^+ y τ^+) o, análogamente, cuánta masa tiene el leptón que es producido cuando el neutrino interactúa (e^- , μ^- y τ^-) [32].

El sabor de un neutrino dado es un invariante Lorentz, es decir un neutrino electrónico será un neutrino electrónico en cualquier sistema de referencia [66]. Entre los tres diferentes tipos de neutrinos y antineutrinos, no hay dos idénticos. En consecuencia, los estados que los describen deben ser ortogonales [66]:

$$\langle \nu_{l'} | \nu_l \rangle = \delta_{l'l} \quad \langle \bar{\nu}_{l'} | \bar{\nu}_l \rangle = \delta_{l'l} \quad \langle \bar{\nu}_{l'} | \nu_l \rangle = 0 \quad (11)$$

donde l y l' indican el sabor del neutrino.

Sin embargo, como hemos indicado en el apartado anterior, esta no es la única forma de clasificar a los neutrinos. Podemos clasificarlos también por su masa, ya que como hemos recalado anteriormente los neutrinos están formados por una combinación lineal de estas. Podemos llamarlas neutrino-1, neutrino-2 y neutrino-3 (de más ligeras a más pesadas). Por tanto, cada tipo de neutrino está compuesto por una mezcla o “superposición” de estas tres (Figura 8). Esto implica, a su vez, que cada una de las masas es una mezcla de neutrino electrónico, muónico y tauónico. No podemos clasificar ambos parámetros a la vez, es decir, podemos saber si el neutrino es electrónico, muónico o tauónico pero no podemos saber su masa, ya que es

una mezcla de neutrino-1, neutrino-2 y neutrino-3, y viceversa. Esta incapacidad es un ejemplo del principio de incertidumbre, similar a la imposibilidad de conocer la posición de una partícula con exactitud y conocer, a su vez, su velocidad exacta. Si se conoce perfectamente una de estas cantidades, no se tiene un claro conocimiento de la otra [81].

Supongamos que tenemos un neutrino electrónico de alta energía, con una mezcla particular de masas de neutrino-1, neutrino-2 y neutrino-3. Este neutrino se propaga a través del espacio, pero sus tres masas viajan a velocidades ligeramente distintas, muy cercanas a la velocidad de la luz. Esto es debido a que la velocidad de un objeto depende de su masa m (y los tres tipos de masa tienen valores distintos) y de su energía total E (es decir, la energía de movimiento más la energía de masa) [81]. Esta última viene dada, como sabemos, por la famosa ecuación de la teoría de la relatividad de Einstein,

$$E_0 = mc^2 \quad (12)$$

Por tanto, la velocidad v de una partícula en la relatividad de Einstein viene dada por la expresión [81]

$$v = c \left[1 - \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (13)$$

Aproximando esta ecuación mediante el polinomio de Taylor ³, obtenemos [81]:

$$v \approx c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right] \quad (14)$$

Esta expresión equivale a decir que la velocidad de una partícula viajando cerca de la velocidad de la luz difiere de esta en un desplazamiento igual a la mitad del cuadrado de la relación entre la energía de masa de la partícula y su energía total.

³La aproximación viene explicada paso por paso en el apéndice C. *Aproximación de la velocidad relativista de una partícula.*

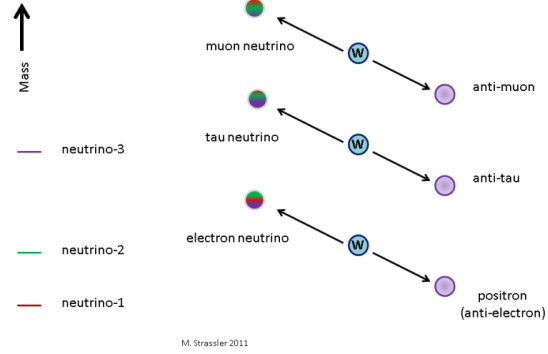


Figura 8: Tipos de neutrinos en función de sus masas, indicando su compañero leptónico.

Por tanto, queda patente que cada una de las masas viajará a una velocidad muy similar pero diferente.

Supongamos que un neutrino electrónico tiene una energía de 10 MeV, y que la masa neutrino-1 tiene un valor de energía de masa de 0,001 eV y la neutrino-2 0,01 eV, por lo que la diferencia de sus velocidades será

$$\begin{aligned} v_1 - v_2 &= c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_1 c^2}{E} \right)^2 \right] - c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_2 c^2}{E} \right)^2 \right] = \\ &= c \left[\frac{1}{2} \frac{(m_2 - m_1)^2 c^4}{E^2} \right] = 0,0000000000000000005c \quad (15) \end{aligned}$$

Por esta razón, la diferencia de velocidad entre las tres masas es ínfima, pero tiene una gran consecuencia: los neutrinos cambian de sabor y, por ende, las cantidades de sus tres masas, conforme viajan por el espacio [81]. A este fenómeno se le conoce como oscilaciones de neutrinos, el cual será estudiado posteriormente. Los neutrinos pueden empezar su vida siendo un neutrino electrónico, pero, al mismo tiempo que se mueve, puede convertirse en un neutrino muónico o tauónico.

2.5. Fuentes de neutrinos

Existen diversas fuentes emisoras de neutrinos y antineutrinos, a continuación se detallan las actualmente conocidas [66; 33]:

- Neutrinos artificiales. Son los creados por la especie humana. Destacan los producidos en las centrales nucleares, en los aceleradores de partículas y en las armas nucleares.
- Neutrinos geológicos. Son los producidos por la radiación natural, por ejemplo en las cadenas de desintegración de isótopos radiactivos, como el uranio-238, el torio-232 y el potasio-40.
- Neutrinos atmosféricos. Son el resultado de la interacción de rayos cósmicos con núcleos atómicos en la atmósfera terrestre, que crean partículas que pueden ser inestables y producir neutrinos en su decaimiento.
- Neutrinos solares. Son los originados en la fusión nuclear que sucede en el interior del Sol y de las demás estrellas. Además, son la principal fuente de los neutrinos que nos atraviesan.

- Neutrinos de supernovas. Son los eyectados al universo cuando el colapso del núcleo estelar desemboca en una explosión tipo supernova.
- Neutrinos del Bing Bang. Son los creados en los albores del universo, que siguen existiendo hoy en día, conociéndose como la radiación de fondo de neutrinos.

Como el título del trabajo indica, se estudiarán las tres últimas fuentes, es decir, las fuentes astrofísicas de neutrinos.

3. El neutrino en la astrofísica

3.1. Neutrinos solares

Como bien indica su nombre, los neutrinos solares son los neutrinos creados y emitidos por el Sol, aunque también se suele utilizar el término para las demás estrellas. Estos neutrinos son emitidos en todas las direcciones, propagándose por todo el espacio. En este apartado se estudiará la detección de los neutrinos solares, cuyo descubrimiento originó el conocido como problema de los neutrinos solares. Seguidamente, se explicará la solución a este problema, mediante las oscilaciones de los neutrinos y el efecto MSW, no sin antes indagar en la pregunta con la que empieza este trabajo: ¿cómo brilla el Sol?

3.1.1. Reacciones nucleares en el interior de las estrellas

Hacemos un retroceso al pasado, volviendo al descubrimiento de la radiactividad natural por Becquerel. La importancia de este hecho se puso de manifiesto en 1903, cuando Pierre Curie y su joven ayudante, Albert Laborde, anunciaron que las sales de radio liberaban calor de forma constante [12]. El aspecto más extraordinario de este nuevo descubrimiento era que el radio emitía calor sin enfriar la temperatura de sus alrededores, lo que suponía que la radiación del radio era una nueva fuente de energía hasta ese entonces desconocida. William Wilson y George Darwin propusieron casi de inmediato que esta nueva fuente de energía, la radiactividad, podría ser la radiada por el Sol [12]. Ernest Rutherford, que como se ha comentado anteriormente clasificó los tipos de desintegración radiactiva, también se dio cuenta de este hecho y, en 1904, anunció [74]:

“El descubrimiento de los elementos radiactivos, que en su desintegración liberan enormes cantidades de energía, aumenta así el posible límite de la duración de la vida en este planeta, y permite el tiempo reclamado por el geólogo y el biólogo para el proceso de evolución.”

Por tanto, el descubrimiento de la radiactividad abrió la posibilidad de que la energía nuclear fuese el origen de la radiación solar. Este avance liberó a los físicos teóricos de depender en sus cálculos de energía gravitacional. Sin embargo, observaciones astronómicas subsiguientes mostraban que el Sol no contenía muchos elementos radiactivos, sino que era mayoritariamente hidrógeno en estado gaseoso. Además, la tasa a la que la radiactividad libera energía no depende de la temperatura estelar, mientras que las observaciones apuntaban a que la cantidad de energía radiada por una estrella sí dependía de su temperatura interior. Hacía falta algo más que el descubrimiento de la radiactividad para dar por buena la emisión de energía nuclear de una estrella [12].

El siguiente avance fundamental llegó en 1905 de la mano de Albert Einstein, que determinó su famosa relación entre masa y energía (Ecuación 12), como consecuencia de la teoría especial de la relatividad [30]. Esta fórmula mostró que una pequeña cantidad de masa podía ser convertida en una enorme cantidad de energía. Mientras tanto, los astrónomos delimitaron las posibles explicaciones de la generación de energía solar. En 1919, Henry N. Russell resumió de una forma concisa las insinuaciones astronómicas sobre la naturaleza de la fuente de energía estelar [73]. Recalcó que la pista más importante era la alta temperatura que había en el interior de las estrellas.

F. W. Aston descubrió en 1920 la pieza fundamental del rompecabezas [9]. Realizó medidas precisas de las masas de diferentes átomos, entre ellos el hidrógeno y el helio. Aston encontró, de casualidad, que cuatro núcleos de hidrógeno pesaban más que un núcleo de helio (Figura 9). La importancia de estas medidas fue inmediatamente reconocida por Sir Arthur Eddington, que anunció, delante de la Asociación Británica para el Avance de la Ciencia, que esta diferencia de masa significaba que el Sol podría brillar convirtiendo átomos de hidrógeno en helio [29]. Relacionándolo con la ecuación de Einstein, esta quema de hidrógeno en helio liberaría aproximada-

mente el 0,7% del equivalente en masa de la energía, lo que podría permitir al Sol brillar, en principio, durante unos 100 000 millones de años.

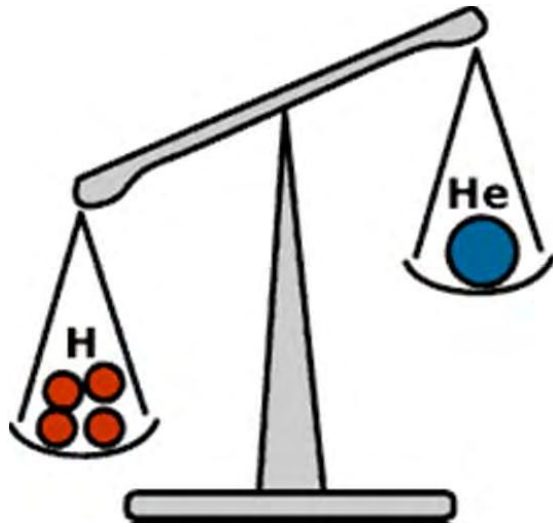


Figura 9: Representación de la diferencia de peso entre cuatro protones y una partícula alfa.

El siguiente paso importante para la comprensión de cómo las estrellas producen energía a partir de la combustión nuclear resultó de la aplicación de la mecánica cuántica a la explicación de la radiactividad nuclear, la cual se hizo sin mención alguna a lo que ocurre en las estrellas. De acuerdo con la física clásica, dos partículas con el mismo signo de carga eléctrica serán repelidas una por la otra, por lo que la posibilidad de que se acerquen mucho es cero. Sin embargo, esto cambia cuando es descrito en una escala microscópica por la mecánica cuántica [12].

En 1928, George Gamow obtuvo una fórmula cuántica, a través de las propiedades del efecto túnel, que daba una probabilidad no nula a que dos partículas cargadas superaran su repulsión electrostática y se acercaran mucho, probabilidad actualmente conocida como el “factor Gamow” [41]. Este factor se utiliza ampliamente para explicar las mediciones de ciertas desintegraciones radiactivas.

En la década que siguió a este trabajo, Atkinson y Houtermans [10], y más tarde Gamow y Teller, usaron el factor para deducir la frecuencia a la que se producirían las reacciones nucleares a las altas temperaturas que se creía que existían en el interior estelar. El factor Gamow era necesario para estimar con cuánta frecuencia dos núcleos con el mismo signo de carga eléctrica podrían juntarse lo suficiente para fusionarse y generar de tal forma la energía de acuerdo con la relación de Einstein entre exceso de masa y emisión de energía.

En 1938, C. F. von Weizsäcker se acercó a resolver el problema de cómo brillaban algunas estrellas [85]. Von Weizsäcker descubrió un ciclo nuclear, ahora conocido como ciclo carbono-nitrógeno-oxígeno (CNO), en el que el núcleo de hidrógeno podría

ser quemado usando carbono como catalizador. Sin embargo, no investigó la velocidad a la cual la energía sería producida en una estrella mediante este ciclo ni estudió su crucial dependencia con la temperatura estelar.

En este momento entra en escena Hans Bethe (Figura 10). Este estuvo trabajando durante seis meses en los procesos nucleares básicos por los cuales el hidrógeno es fusionado en helio en los interiores estelares. El hidrógeno es el constituyente más abundante del Sol y estrellas similares y, por tanto, el elemento más abundante del universo [12].

Bethe analizó con autoridad, en un artículo titulado *Energy Production in Stars* [16], las diferentes posibilidades de reacciones que fusionan núcleos y seleccionó como los más importantes los dos procesos que a día de hoy creemos que son responsables del brillo estelar durante la secuencia principal. Uno de estos procesos es la conocida cadena protón-protón (p-p), que crea helio a partir del hidrógeno y es la fuente de energía dominante en estrellas como el Sol y menos masivas, con temperaturas inferiores. El segundo ciclo es el CNO, y tiene mayor importancia en estrellas más masivas que el Sol, con altas temperaturas. Así pues, en el Sol, el 99 % de la energía irradiada proviene de la cadena p-p y el otro 1 % de la CNO [90]. Bethe también anunció que no se podían crear elementos más pesados que el helio durante la secuencia principal y que ambos ciclos utilizaban cuatro protones y dos electrones para crear una partícula alfa [16].

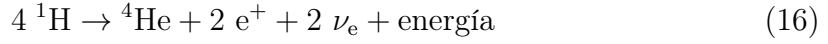
Bethe utilizó sus resultados para estimar la temperatura central del Sol, obteniendo un valor con un error del 20 % por encima del que hoy creemos que es correcto (15 700 000 K) [12]. Además, mostró que sus cálculos conducían a una relación entre la masa y la luminosidad estelar que era satisfactoria con las observaciones astronómicas disponibles. Durante los años posteriores, se midieron o calcularon los detalles



Figura 10: Hans Bethe (1906-2005).

más importantes de ambos ciclos. Sin embargo, quedaba aún por resolver el problema de cómo se producían los elementos pesados, necesarios para la vida tal y como la conocemos.

En la cadena p-p, el proceso por el cual se genera energía puede venir resumido por [16]



Es decir, 4 núcleos de hidrógeno son transformados en un solo núcleo de helio-4 (partícula α) más dos positrones, dos neutrinos y energía. Esta energía es la que Aston descubrió: cuatro átomos de hidrógeno pesan más que un átomo de helio, que es ni más ni menos la luz que nos llega a la Tierra.

Pasamos a explicar la Ecuación 16 paso a paso. En primer lugar, la primera reacción convierte dos núcleos de hidrógeno, ^1H (es decir, dos protones), en un núcleo de hidrógeno pesado ^2H , es decir, de deuterón [90]:



¿Cómo se produce esta reacción? Muy fácil, decayendo uno de los dos protones en un neutrón, es decir, sufriendo un decaimiento β^+ (Ecuación 4), uniéndose con el otro protón. Los neutrinos de esta reacción tienen una energía máxima de 0,42 MeV [90]. Esta es la forma usual en la que la combustión nuclear empieza en el Sol. Este primer paso es el más lento de la cadena p-p, con una vida media del orden de 10^9 años [90], ya que depende de la interacción débil, por lo que se conoce con el nombre de reacción limitante. El positrón formado se aniquila rápidamente con un electrón, y su masa se convierte en energía (alrededor de 1,02 MeV) liberada por dos fotones gamma.

En algunas raras ocasiones (aproximadamente una de cada 400 veces), el proceso empieza por otra reacción, conocida como protón-electrón-protón (pep) [12]. Se trata de una colisión de tres partículas de forma simultánea, hecho por el cual la hace más improbable. Se convierten dos protones y un electrón en un deuterón y un neutrino, que en esta ocasión tendrá una energía máxima superior, de aproximadamente 1,44 MeV [90]:



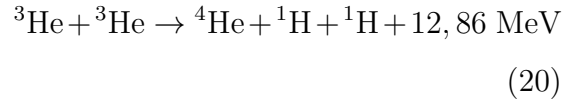
En esta ocasión el positrón producido por el decaimiento β^+ de un protón se aniquila automáticamente con el electrón que forma parte de la reacción. Esta reacción no fue discutida por Bethe.

El deuterón creado en alguno de los dos procesos anteriores se fusiona con un núcleo de hidrógeno (protón) para producir un isótopo ligero de helio, ^3He , liberándose energía en forma de fotones [90]:



Esta reacción es mucho más rápida que la anterior, ya que sucede por la fuerza fuerte en vez de la débil, teniendo una vida media de un segundo [90]. La energía liberada es de aproximadamente 5,49 MeV [90]. En este punto, la cadena p-p se bifurca en tres ramas, con probabilidades distintas de que sucedan.

En la primera rama, conocida como cadena p-p I (Figura 11), dos núcleos ligeros de helio se unen para formar un núcleo de helio común y dos protones, liberando también energía [90]:



Los neutrinos se llevan aproximadamente el 2 % de la energía de la cadena [90]. Esta rama es dominante en estrellas con temperaturas de 10 a 14 millones de grados Kelvin, y tiene una vida media de 10^6 años [90]. Es la rama con más frecuencia en el Sol, con un 69 %. Esta reacción no fue discutida por Bethe, que supuso que la partícula alfa se crearía por la captura de un protón por el helio-3.

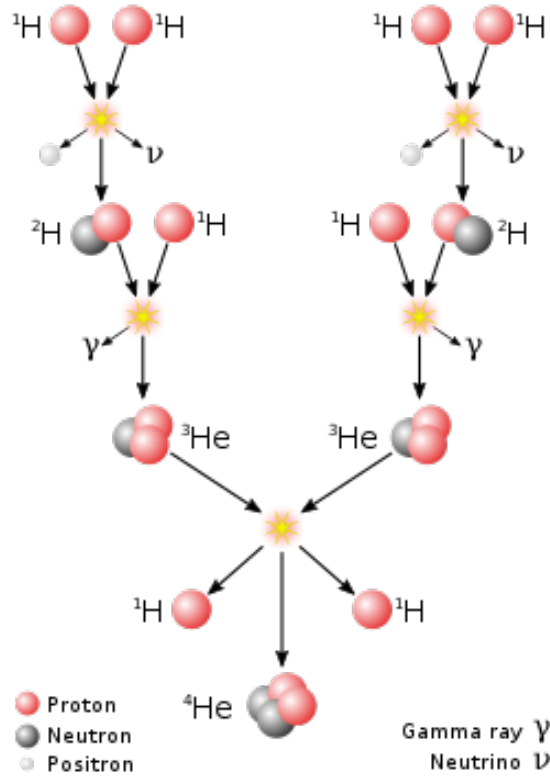
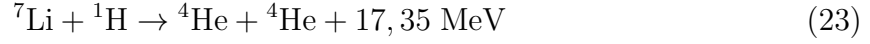
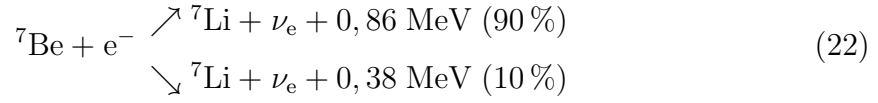


Figura 11: Esquema de las reacciones de la cadena p-p I.

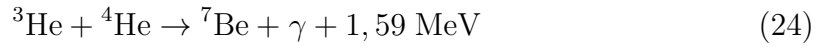
En la segunda rama, conocida como la cadena p-p II (Figura 12a), un núcleo de helio-3 es fundido con uno de helio-4, previamente creado en la cadena p-p I, para

formar berilio-7, obteniendo posteriormente las siguientes reacciones [90]:



En la segunda reacción vemos que hay dos opciones, con energías suministradas a los neutrinos de diferente valor. La diferencia es que en la primera opción se crea litio-7 en el estado fundamental, mientras que en la segunda se crea en el estado excitado. El neutrino se lleva el 4 % de la energía total de la cadena [90]. Esta rama es dominante en temperaturas desde 14 MK a 23 MK [90]. Su frecuencia en el Sol es del 31 %.

La tercera rama es la cadena p-p III (Figura 12b). También requiere del helio-4 formado en p-p I para formar berilio-7, pero el camino que toma este berilio es diferente al de p-p II, aunque el resultado es el mismo [90]:



Las tres últimas reacciones de la rama, más la aniquilación del positrón, proporcionan una energía de 18,21 MeV, aunque la mayoría va a parar al neutrino (28,3 %) [90]. Esta rama es dominante cuando la temperatura excede los 23 MK, por lo que su contribución en la energía solar es muy baja (0,3 %), debido a que el Sol aún no ha alcanzado temperaturas tan altas [90]. Sin embargo, tiene gran importancia porque genera neutrinos de alta energía, de hasta 14,06 MeV [90].

Existe una cuarta rama, conocida como p-p IV o helio-protón (hep), predicha teóricamente y nunca observada, en la que el helio-3 captura directamente un protón para dar helio-4 [90]:



La mayoría de la energía obtenida se pierde con el neutrino, que puede alcanzar una energía de 18,8 MeV [90].

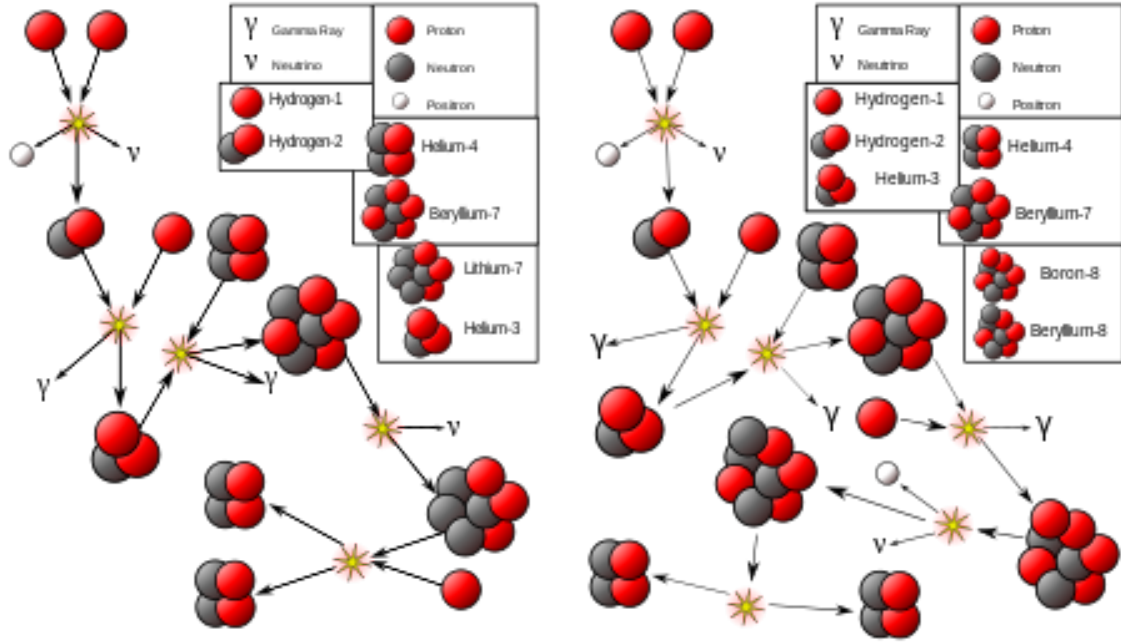
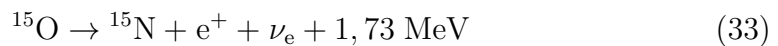


Figura 12: Esquemas de las reacciones de las cadena p-p II y p-p III.

El resultado neto de todas estas cadenas es la fusión de cuatro protones en un núcleo ordinario de helio, ^4He , tal como hemos indicado en la Ecuación 16. La energía emitida en la cadena p-p al completo para cualquiera de las ramas es de 26,73 MeV, pero parte de esta energía es dada a los neutrinos producidos [90]. Como la mitad de los neutrinos producidos en las cadenas p-p II y p-p III son producidos en la síntesis del deuterio, solo un 8,35 % de los neutrinos producidos por el Sol son producidos en las reacciones posteriores de cada una de las ramas [90].

Por otra parte, en el ciclo CNO también fusiona cuatro núcleos de hidrógeno en un único núcleo de helio, y a su vez, da energía a la estrella en concordancia con la ecuación de Einstein. La diferencia es que el carbono-12 sirve como catalizador en este conjunto de reacciones, y además es regenerado. En este ciclo, solo se producen neutrinos con energía relativamente baja. Las reacciones del ciclo CNO son (Figura 13) [89]:





Se ve como los núcleos de carbono, nitrógeno y oxígeno sirven como catalizadores y se van regenerando durante el proceso (Bethe solo consideró como catalizadores al carbono y al nitrógeno [16]). Las energías máximas que tienen los neutrinos creados durante la segunda y quinta reacción son 1,2 MeV y 1,7 MeV, respectivamente [89].

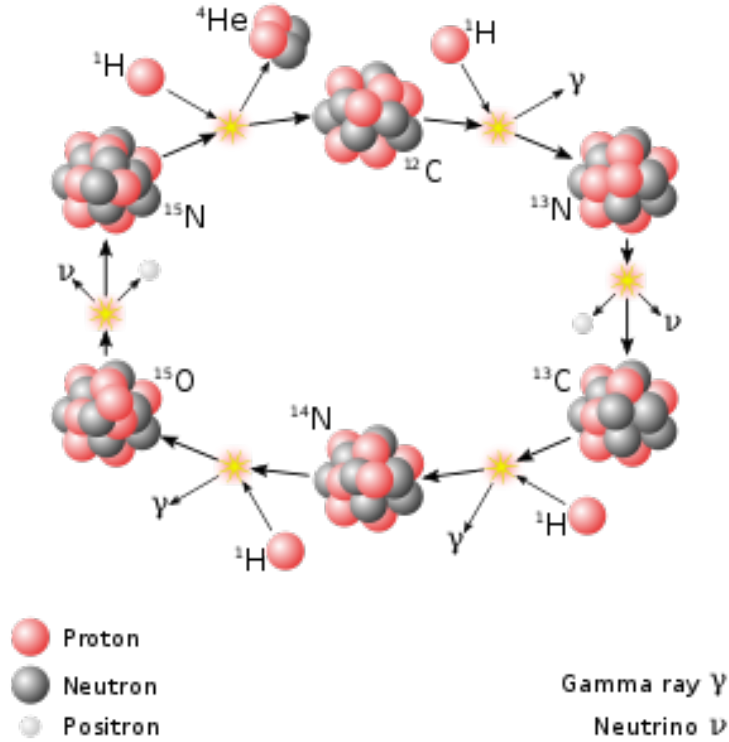
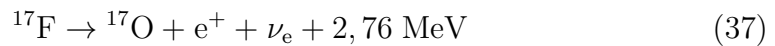
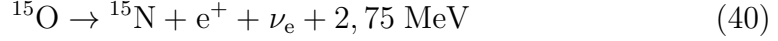


Figura 13: Esquema de las reacciones de la cadena CNO-I.

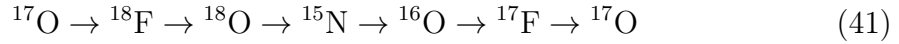
En el Sol, existe una rama menor del ciclo CNO, conocida como CNO-II (la anterior por tanto se denota CNO-I), que sólo sucede unas 0,04% de las veces que se produce el ciclo [89]. La diferencia de esta rama con la anterior es que el nitrógeno-15 de la última reacción no produce carbono-12 y una partícula alfa (Ecuación 34), sino un oxígeno-16 y un fotón, y continúa de la forma [89]



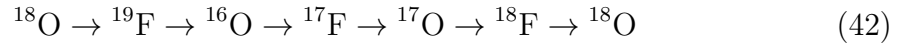


Como el carbono, el nitrógeno y el oxígeno del ciclo CNO-I, estos elementos y el flúor formados en el CNO-II son meros productos intermedios y no se acumulan en la estrella.

Existen dos ramas más del ciclo CNO, pero solo son significativas para las estrellas masivas, por lo que no se producen en el Sol. El ciclo CNO-III empieza en la cuarta reacción del CNO-II (Ecuación 38), creándose flúor-18 con rayos gamma en vez de nitrógeno-14 y una partícula alfa, y sigue, de forma resumida, de la siguiente manera [89]:

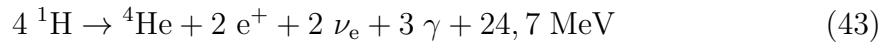


El ciclo CNO-IV, a su vez, empieza cuando en la tercera reacción del CNO-III se produce flúor-19 y rayos gamma en vez de nitrógeno-15 y una partícula alfa, y sigue de la forma [89]:

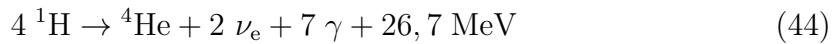


Existen otros tres ciclos CNO, conocidos como ciclos calientes (HCNO), que ocurren en condiciones de mayor temperatura y presión. La idea esencial de estos ciclos es que una especie radiactiva capture un protón antes de que pueda producirse su desintegración β [89].

Resumiendo las reacciones anteriores, se puede definir cada rama del ciclo CNO como [89]:



Los dos positrones serán inmediatamente aniquilados junto a dos electrones, produciendo más energía en forma de 4 rayos gamma [89]:



Para obtener elementos más pesados que el helio, existen diferentes procesos de nucleosíntesis estelar, que son producidos en etapas posteriores a de la secuencia principal (Figura 14), como el proceso triple alfa, en el que tres núcleos de helio se transforman en uno de carbono, el de combustión del carbono, del oxígeno, del neón, del silicio o el proceso s para núcleos más pesados que el hierro, en el que se captura un neutrón libre sin producirse fisión.

¿Existe alguna forma de probar la teoría de que el Sol brilla porque en lo profundo de su interior el hidrógeno se quema en helio? A primera vista, parece imposible; la luz tarda alrededor de diez millones de años en salir del centro hacia la superficie y, cuando finalmente emerge en las regiones más externas, nos informa principalmente de ellas [12]. No obstante, existe una forma de “ver” el interior solar, y, exactamente, es con los neutrinos.

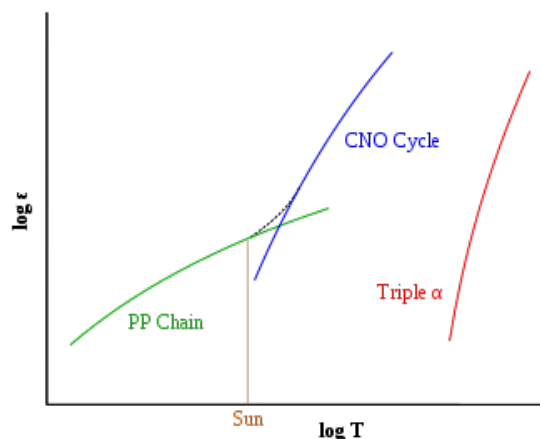


Figura 14: Logaritmo de la producción de energía relativa de los procesos de fusión p - p , CNO y triple- α a diferentes temperaturas. Vemos que el Sol está cerca del punto de unión de las cadenas p - p y CNO.

3.1.2. Problema de los neutrinos solares

Resumiendo el subapartado anterior, durante la primera mitad del siglo XX se llegó a la conclusión de que el Sol brillaba convirtiendo hidrógeno en helio. Cuatro protones o núcleos de hidrógeno-1 eran transformados en un núcleo de helio-4, dos positrones y dos neutrinos electrónicos. La conversión involucraba muchas reacciones, pero se podía resumir sistemáticamente mediante la Ecuación 16.

Dos neutrinos son creados cada vez que la reacción de fusión ocurre. Estos escapan fácilmente del Sol, no apareciendo su energía como calor o luz solar. Como hemos visto anteriormente, algunas veces los neutrinos son producidos con energías relativamente bajas, por lo que el Sol recibe más energía en los fotones. Algunas otras veces los neutrinos tienen mayor energía, por lo que se suministra menos energía a los fotones [13].

Como se ha recogido a lo largo de este trabajo, los neutrinos tienen carga eléctrica nula, interactúan muy difícilmente con la materia y, según el modelo estándar de física de partículas de aquella época, no tienen masa y por tanto viajan a la velocidad de la luz. Aproximadamente 65 mil millones de neutrinos procedentes del

Sol atraviesan un cm^2 de nuestra piel cada segundo [79], pero no los sentimos debido a que, como hemos dicho, raramente interactúan (y si lo hacen, muy débilmente) con la materia. La mayoría nos llegan con baja energía ($<0,4$ MeV), ya que solo el 0,01 % de los neutrinos solares tienen una energía superior a 5 MeV [71] (Figura 15). Por cada 100 mil millones de los neutrinos que nos llegan del Sol, aproximadamente solo uno interactúa con nuestro planeta. Debido a esta característica, los neutrinos escapan fácilmente de su lugar de creación en el interior solar y nos traen información directa sobre las reacciones de fusión solar. Es importante recalcar que en el interior solar solo se tiene constancia de que se producen neutrinos de tipo o sabor electrónico [13].

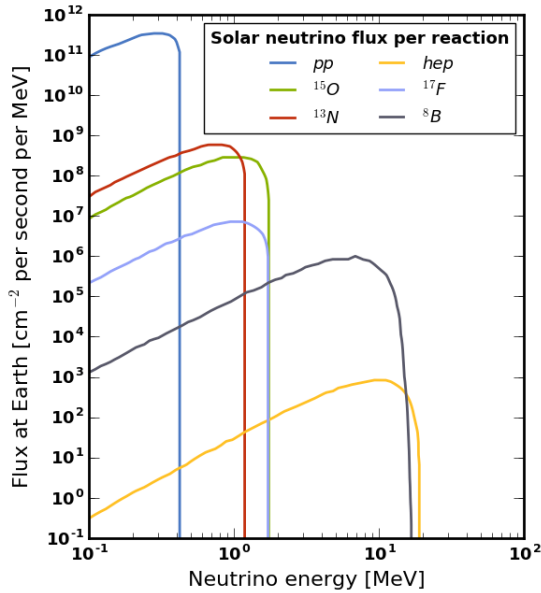


Figura 15: Espectro de energía de los flujos de neutrinos solares.

En 1964, John N. Bahcall y Raymond Davis Jr. propusieron un experimento para comprobar si la conversión de núcleos de hidrógeno en núcleos de helio era realmente la fuente de la luz solar. Bahcall, que era el físico teórico, calculó junto a sus compañeros el número de neutrinos a diferentes energías que se producían en el Sol, usando un modelo computacional, y el número de átomos de argón radiactivo (^{37}Ar) que estos neutrinos solares producirían en un gran tanque de líquido con tetracloroetileno (C_2Cl_4) [11] mediante la reacción [71]



El número calculado por Bahcall fue de $7,5 \pm 3$ SNU [26], siendo SNU las siglas de *Solar Neutrino Unit*, una unidad de flujo que equivale a una captura por segundo y por 10^{36} átomos del blanco.

Aunque esta idea parecía un poco excéntrica para muchos expertos, el físico experimental Davis estaba seguro de que podría extraer el número predicho de unos pocos átomos de argón-47 por mes a partir de un tanque con 615 toneladas de C_2Cl_4 del tamaño de una gran piscina [72; 25], debido a que ya lo había conseguido

anteriormente en 1955 usando CCl_4 [26]. Este experimento se llevó a cabo en la mina de oro de Homestake (Dakota del Sur, EE. UU.), por lo que es conocido popularmente como el experimento de Homestake ⁴ (Figura 16) [26].

Los primeros resultados del experimento fueron anunciados en 1968, después de 150 días de recogida de datos [71], con una parte buena y otra mala: se detectó que había neutrinos solares, por lo que zanjaron definitivamente, de forma empírica, años de disputa sobre cómo brilla el Sol; pero solamente se detectaron un tercio de los átomos de argón radiactivo predichos, con un límite superior de 3 SNU [71]. Esta discrepancia entre los neutrinos predichos y medidos pronto fue conocido como “el problema de los neutrinos solares” o, como le gustaba llamarlo a Bahcall, “*The Mystery of the Missing Neutrinos*” [13].



Figura 16: Davis (izquierda) y Bahcall (derecha) junto al tanque de la mina de Homestake en 1967.

Se sugirieron tres posibles explicaciones para resolver el misterio. La primera era que los cálculos teóricos estuviesen mal, ya fuese el número de neutrinos, la producción de argón o ambos; la segunda posibilidad era que el experimento estuviese mal; y la tercera, que era la más atrevida y por tanto la menos discutida, que los físicos no entendían cómo se comportaban los neutrinos al viajar distancias astronómicas [13].

Los cálculos teóricos fueron refinados y comprobados en diversas ocasiones durante las dos siguientes décadas por Bahcall y otros investigadores, reduciendo las incertidumbres [13]. Sin embargo, no se encontró un error significativo en ninguno de los dos cálculos. De igual forma, Davis incrementó la sensibilidad de su experimento, realizando también diferentes pruebas para asegurarse de que no estaba pasando por alto algunos neutrinos [13]. Tampoco encontró errores significativos. La discrepancia entre teoría y experimento persistía y cada vez se hacía más robusta.

⁴Para más información sobre este experimento, véase el apartado *Detectores radioquímicos* del apéndice A. *Tipos de detectores terrestres*.

ta. La tercera posibilidad fue propuesta en 1969 por Bruno Pontecorvo y Vladimir Gribov, indicando que los neutrinos se comportaban de una manera diferente a la que los físicos habían asumido [43]. Sin embargo, muy pocos físicos se tomaron esta idea seriamente cuando fue propuesta, pero su evidencia creció conforme pasaba el tiempo.

En 1989, 25 años después de la primera publicación de los resultados del experimento de Homestake, una colaboración experimental japonesa-estadounidense, llamada Kamiokande (cuyo detector estaba localizado en Japón), comunicó los resultados de un intento de “resolver” el problema de los neutrinos solares [13]. Este grupo reusó un gran detector de agua pura (2140 toneladas), inicialmente designado para estudiar el decaimiento del protón mediante el efecto Cherenkov, para medir, de forma muy sensible, la frecuencia a la que los electrones del agua dispersaban solamente los neutrinos de más alta energía emitidos por el Sol, producidos en el decaimiento de un núcleo de boro-8 (Ecuación 26) en la cadena p-p III [71] (recordemos que era la rama observada de la cadena p-p menos habitual en el Sol). El experimento de Homestake con cloruro era fundamentalmente, pero no exclusivamente, sensible a los mismos neutrinos de alta energía, por lo que podía detectar neutrinos de energías un poco inferiores como los de la reacción pep [71] (Ecuación 18). El experimento de Kamiokande confirmó que los neutrinos observados venían del Sol y que su número de eventos era menor que el predicho por el modelo teórico solar y la descripción de los neutrinos [40]. Sin embargo, esta discrepancia era algo menos grave que la observada en el detector de Davis [13].

En la siguiente década, tres nuevos experimentos sobre los neutrinos solares profundizaron en este problema. Experimentos en Italia (GALLEX) y Rusia (SAGE) emplearon detectores masivos que contenían galio para detectar los neutrinos de la cadena p-p I [72], menos energéticos (véase la Figura 19). Se detectaron aproximadamente la mitad del flujo predicho, por lo que se mostró que los neutrinos de energías inferiores también estaban desapareciendo [46; 1]. Este resultado fue muy importante porque se creía que se podía calcular con más precisión el número de neutrinos de baja energía que el de alta [13]. Por otra parte, una versión mucho mayor del detector de Kamiokande, con un tanque con capacidad de 50 000 toneladas de agua

pura y bautizado como Super-Kamiokande ⁵ [72] (Figura 17), midió de forma más precisa los neutrinos más energéticos (véase la Figura 19) y confirmó el déficit original de éstos en los experimentos de Homestake y Kamiokande [39]. En consecuencia, ambos neutrinos, los de baja y alta energía, desaparecían, aunque no en las mismas proporciones.

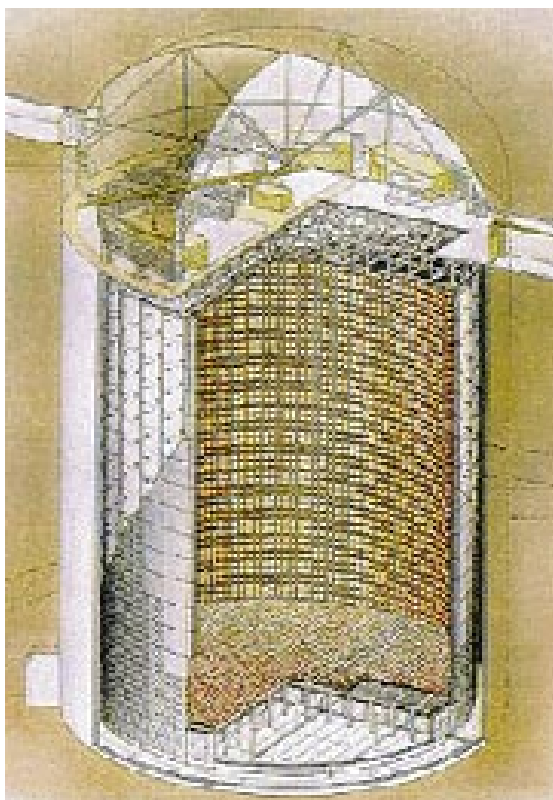


Figura 17: *Diseño gráfico del detector Super-Kamiokande.*

Los resultados obtenidos durante esa década dejaron evidencia que algo debía de pasarle a los neutrinos de camino a los detectores terrestres desde el interior del Sol. En 1990, Bethe y Bahcall recalcaron que hacía falta una nueva física de neutrinos [14], más allá de la física de partículas estándar, para reconciliar los resultados de Homestake y Super-Kamiokande. Su conclusión se basaba en el análisis de la sensibilidad relativa de los experimentos en el número y energía de los neutrinos. Los nuevos experimentos, GALLEX y SAGE, no hicieron otra cosa que aumentar la dificultad de explicación de los datos sin invocar una nueva física. Además, nuevas evidencias mostraron que las predicciones del mo-

delo solar eran fiables, al adecuarse con una precisión del 0,1 % la velocidad del sonido del interior solar predicha al valor medido [15], hecho que sugirió a los astrónomos que el modelo también debería ser correcto para la predicción del número de neutrinos. De manera que, en la última década del siglo XX, se facilitaron fuertes evidencias de que una mejor teoría de física fundamental era necesaria para resolver el problema de los neutrinos solares.

⁵Para más información sobre este detector, véase el apartado *Detectores basados en la radiación de Cherenkov* del apéndice A. *Tipos de detectores terrestres.*

La solución se anunció el 18 de junio de 2001 [2]. Una colaboración de científicos canadienses, estadounidenses y británicos, liderada por Arthur McDonald [13], reportó los primeros resultados sobre neutrinos solares obtenidos con un detector de 1000 toneladas de agua pesada [72] (Figura 18). Este nuevo detector, bautizado como SNO (del inglés, *Solar Neutrino Observatory*) era capaz de estudiar de una manera diferente los mismos neutrinos de alta energía que habían sido investigados previamente en los detectores de agua común de Kamiokande y Super-Kamiokande [13].

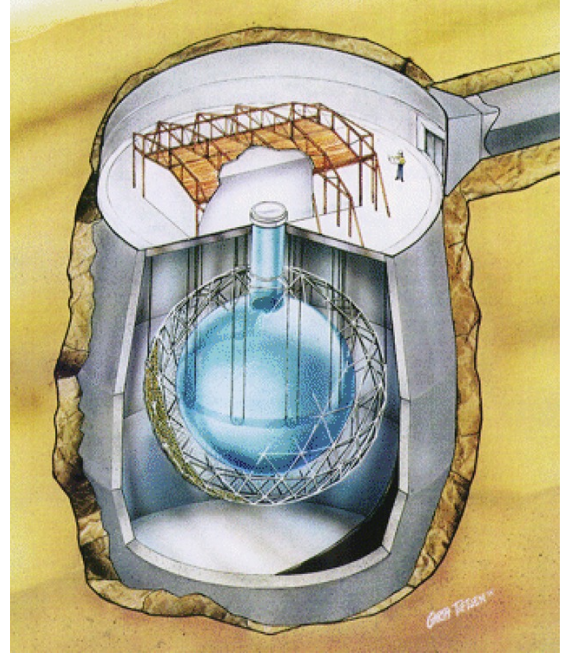


Figura 18: Diseño gráfico del detector del SNO.

El SNO podía medir los neutrinos del decaimiento del boro-8 (Figura 19) mediante tres reacciones distintas. La primera reacción, conocida como reacción de corriente cargada (CC, del inglés *charged current*), es sensible exclusivamente a neutrinos electrónicos; la segunda, de corriente neutra (NC, *neutral current*), es susceptible a todos los tipos de neutrino ($x = e, \mu, \tau$); y la tercera, de dispersión elástica (ES, *elastic scattering*), es sensible también a todos los tipos, pero con menor sensibilidad hacia los muónicos y tauónicos ⁶ [2].

En sus primeros resultados publicados, la colaboración del SNO usó el detector de agua pesada con la primera y la tercera reacción [2]. La primera midió solamente los neutrinos electrónicos, observando aproximadamente un tercio de los que el modelo estándar del Sol predecía que eran creados en el interior solar [2]:

$$\phi_{SNO}^{CC}(\nu_e) = (1,75 \pm 0,24) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (46)$$

La tercera reacción, que era mayoritariamente sensible a los neutrinos electrónicos pero también tenía cierta sensibilidad hacia los dos otros sabores de neutrino, midió

⁶Para más información sobre estas reacciones y el detector, véase el apartado *Detectores basados en la radiación de Cherenkov* del apéndice A. *Tipos de detectores terrestres*.

un valor de flujo de neutrinos de [2]

$$\phi_{SNO}^{ES}(\nu_x) = (2, 39 \pm 0, 50) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (47)$$

El detector de Super-Kamiokande, que usaba también la reacción ES para la detección de los neutrinos, había observado sobre la mitad de los eventos predichos [2],

$$\phi_{SK}^{ES}(\nu_x) = (2, 32 \pm 0, 11) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (48)$$

valor muy parecido al obtenido en el SNO. Si el modelo estándar de la física de partículas estaba en lo correcto, el flujo medido por la reacción CC del SNO y los medidos por las reacciones ES del SNO y del Super-Kamiokande debería ser el mismo. Es decir, todos los neutrinos deberían ser de tipo electrónico; sin embargo, las fracciones eran diferentes. El modelo estándar era erróneo.

Combinando las mediciones de ambos observatorios, el SNO determinó el flujo de la suma de neutrinos muónicos y tauónicos [2],

$$\phi(\nu_{\mu\tau}) = (3, 69 \pm 1, 13) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (49)$$

y, en consecuencia, sumándole el flujo de electrónicos medido por el detector, el total de neutrinos solares de todos los tipos (electrónicos, muónicos y tauónicos) [2]:

$$\phi(\nu_x) = (5, 44 \pm 0, 99) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (50)$$

Este número coincidía con el predicho por el modelo solar, constituyendo el número de neutrinos electrónicos alrededor de un tercio del total.

Se había encontrado la clave para la solución del problema: la diferencia entre el número total de neutrinos y el número de solo neutrinos electrónicos. Los neutrinos desaparecidos estaban en realidad presentes, solamente habían cambiado a los tipos más difíciles de detectar, los neutrinos muónicos y tauónicos.

Los resultados anunciados en junio de 2001 fueron posteriormente ratificados por diversos experimentos. El SNO realizó nuevas mediciones en las que se observó en el detector de agua pesada el número total de neutrinos de alta energía de los tres tipos [13], mediante la reacción NC. Estos resultados muestran por sí solos que aproximadamente dos tercios de los neutrinos producidos en el interior del Sol, todos ellos de tipo electrónico cuando se producen, son cambiados a neutrinos muónicos y tauónicos en el momento en el que alcanzan la Tierra.

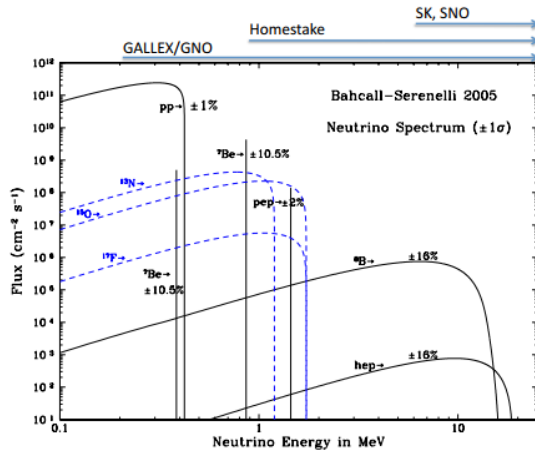


Figura 19: *Flujos predichos por el modelo solar junto a los intervalos de energía que necesitaban los neutrinos para ser medidos por los detectores.*

Estos revolucionarios resultados fueron verificados independientemente por una colaboración experimental japonesa-estadounidense, KamLAND, que estudió, en vez de los neutrinos solares, los antineutrinos emitidos por los reactores nucleares de Japón y de sus países vecinos. Observaron un déficit en la detección del número de estos antineutrinos [58], que había sido predicho por los investigadores basándose en los cálculos del modelo solar, las medidas de los neutrinos solares y un modelo teórico del comportamiento de los neutrinos que ex-

PLICABA por qué los anteriores cálculos y mediciones parecían estar en desacuerdo. Las medidas de KamLAND mejoraron significativamente el conocimiento de los parámetros que caracterizan a los neutrinos [13].

En definitiva, la solución al problema de los neutrinos solares era que los neutrinos que no se detectaban habían cambiado de sabor. Los neutrinos muónicos y tauónicos no fueron detectados en los experimentos de Homestake, GALLEX, SAGE ni con la reacción CC del SNO, debido a la falta de sensibilidad que tenían hacia estos tipos de neutrinos, lo que hacía creer que faltaban. En cambio, los experimentos de Kamiokande, Super-Kamiokande y las otras posibles reacciones de detección del SNO tenían cierta sensibilidad a estos neutrinos, lo que provocó que midiesen mayor proporción de los neutrinos predichos.

Los neutrinos solares padecen un trastorno de personalidad múltiple, siendo creados como neutrinos electrónicos en el Sol y cambiando de sabor de camino hacia la Tierra. Para ellos, el origen de este cambio de sabor se debe a un proceso de mecánica cuántica, conocido como “oscilaciones de neutrinos” [13].

Por tanto, Pontecorvo y Gribov estaban en lo cierto ya en 1969 [43]: los neutrinos solares de baja energía cambiaban de tipo electrónico a otro al viajar en el vacío del Sol a la Tierra, pudiendo volver a ser de tipo electrónico una vez dejado de serlo.

El número de oscilaciones depende de la energía del neutrino [13]. Con mayores energías, el proceso de oscilación se potencia por las interacciones con los electrones del Sol o de la Tierra. Stas Mikheyev, Alexei Smirnov y Lincoln Wolfenstein fueron los primeros en proponer que estas interacciones en el Sol, es decir, la presencia de materia, podían acentuar la oscilación entre los tipos de neutrino si tenían su masa en un particular rango (efecto MSW) [61; 91].

Este descubrimiento significó un gran triunfo en la astronomía, ya que, al coincidir las medidas de los experimentos con los cálculos de los modelos teóricos, mostraba que entendíamos cómo brillaba el Sol, la pregunta por la que toda esta investigación surgió [13].

En cambio, el modelo estándar de física de partículas asumía que los neutrinos no tenían masa. Pero para que las oscilaciones tuviesen lugar, algunos de ellos deberían de tener, por lo que el modelo tuvo que ser revisado y quedó patente que los neutrinos tenían, aunque pequeña, cierta masa [13].

3.1.3. Oscilaciones de neutrinos

El descubrimiento de que los neutrinos podían cambiar durante su existencia de un sabor a otro y, en consecuencia, tener masa es uno de los hitos más importantes de la historia de la física de partículas [72]. Este vino de diversos experimentos con neutrinos solares, atmosféricos, de reactores y de aceleradores. Mostró una clara evidencia de carencias en el modelo estándar. Aunque las oscilaciones de neutrinos ya eran un concepto discutido desde el descubrimiento de la partícula, su existencia no se validó hasta los resultados de dos experimentos [72]. El primero, realizado por Super-Kamiokande, mostró la desaparición de neutrinos muónicos atmosféricos (producidos por la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera) desde su punto de creación al detector; y el segundo, por SNO, evidenció la conversión de neutrinos electrónicos solares a neutrinos de los otros dos sabores, cuando se validó la existencia de estas oscilaciones.

Una analogía sencilla y a *grosso modo* de las oscilaciones podría ser la que detallamos a continuación. Imaginemos que hemos ido a nuestra frutería de confianza y hemos comprado una manzana. Cuando nos encontramos ya en la cocina de nuestra casa y decidimos dejar la manzana en el frutero, esta ha desaparecido y en su lugar

hay una pera. Extrañados, decidimos llevárnosla a nuestra habitación. Cuando llegamos a ella, ya no hay una pera, sino una naranja. Sorprendidos e incluso un poco asustados, vamos al comedor a contárselo a nuestros familiares, pero ahora volvemos a tener una manzana, por lo que nuestros familiares se piensan que nos hemos vuelto locos. La fruta comprada (neutrino) ha ido cambiando de especie (sabor): ha oscilado. Está claro que este fenómeno no transcurre en objetos macroscópicos; las oscilaciones son poco comunes incluso en el mundo de las partículas, debido a que necesitan que estas interactúen muy poco con el entorno, para que así la mezcla de masas conserve la coherencia [6]. Por ello los neutrinos son los perfectos candidatos.

Las oscilaciones de neutrinos son una consecuencia de la presencia de la mezcla de distintos leptones en el vacío [66]: las distintas masas del neutrino. La conversión de estos sabores es fundamentalmente un efecto de mecánica cuántica [72]. El descubrimiento de las oscilaciones implicó que los estados de los sabores no son estados propios de masa sino superposiciones de dichos estados, como hemos descrito en el apartado 2.3. *Características*. Además, las oscilaciones son una manifestación de interferencia y un efecto de cambio de la fase relativa, es decir, las oscilaciones aumentan con el tiempo y la distancia de la diferencia de fase entre los estados propios del Hamiltoniano que componen un estado mixto en propagación. En el formalismo de la teoría local cuántica de campos, el estado de un neutrino con sabor bien definido $|\nu_\alpha\rangle$, siendo $\alpha = e, \mu, \tau$, puede ser descrito en términos de los autoestados de masa $|\nu_k\rangle$, donde $k = 1, 2, 3$, de la forma [66]

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (51)$$

U es una matriz unitaria conocida como matriz de mezcla de leptones, por analogía con la de mezcla de quarks, o como matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), en honor a los pioneros en el trabajo de las oscilaciones de neutrinos antes de que estas fueran descubiertas [72]. En general, esta matriz suele ser compleja, e implica que las cargas leptónicas individuales no son conservadas [66].

Para simplificar, si suponemos oscilaciones con dos tipos de masas y dos sabores de neutrino, por ejemplo ν_e y ν_μ , el estado de los neutrinos puede ser escrito como [66]

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle + \sin\theta|\nu_2\rangle \quad |\nu_\mu\rangle = \cos\theta|\nu_2\rangle - \sin\theta|\nu_1\rangle \quad (52)$$

donde θ denota el ángulo de mezcla en el vacío de los dos estados de masa.

La existencia de las oscilaciones en los sabores del neutrino implica que, si un neutrino de un determinado sabor, ν_α , con energía E es producido en algún proceso de interacción débil, propagándose como una superposición de autoestados de masa ν_k , la probabilidad de encontrar un neutrino de un sabor diferente, ν_β , a una distancia suficientemente grande, L , de la fuente es diferente de cero. Para las oscilaciones en el vacío, la probabilidad de oscilación o transición entre los estados de diferente sabor ν_α y ν_β viene dada por [72]

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \text{Re}(U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) + 2 \sum_{k>j} \text{Im}(U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \right) \quad (53)$$

donde Δm_{kj}^2 es la diferencia de los cuadrados de cada masa, $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$. La energía E es común para todas las componentes ν_k . Los neutrinos con mayor energía y por ende, mayor velocidad, necesitan una mayor distancia para oscilar. La expresión de la probabilidad sigue siendo válida si se suponen momentos iguales [72]. Como los neutrinos son extremadamente ligeros, su momento puede ser aproximado para todas las energías típicas mediante la expresión [72]

$$p_k \approx E - \frac{m_k^2}{2E} \quad (54)$$

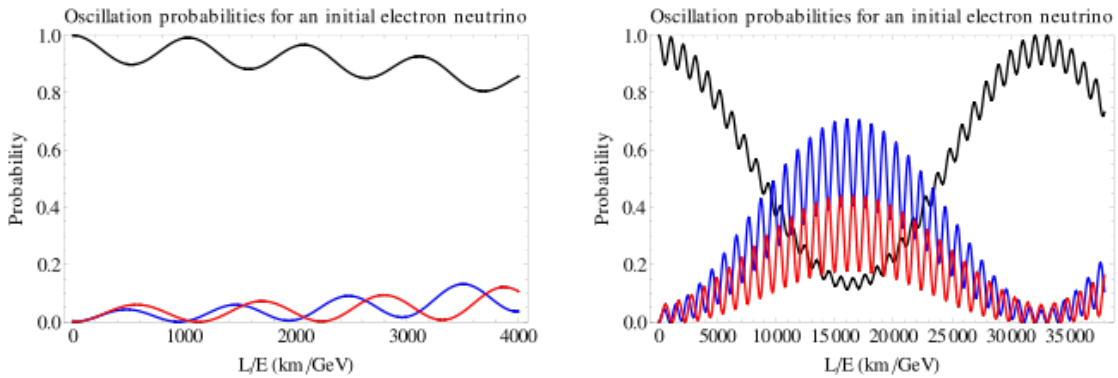


Figura 20: Probabilidades de oscilación de un ν_e a cortas y largas distancias, donde la curva negra denota al ν_e , la azul al ν_μ y la roja al ν_τ .

Para que los efectos de las oscilaciones sean observables, la fase $(\Delta m^2 L)/E$ debe ser de orden 1, lo que implica que la longitud característica de oscilación, $L_{osc} \sim$

$E/(\Delta m^2)$, debe ser similar a la distancia entre fuente y detector, L [72]. Si esta distancia es mucho menor a la longitud de oscilación (Figura 20a), estas no disponen de tiempo para desarrollarse. Si ocurre lo contrario, es decir, que la distancia es mucho mayor que la longitud, solo se detecta el efecto medio sobre la probabilidad (Figura 20b).

Si la Ecuación 53 no es nula, la probabilidad de que el neutrino ν_α no cambie a un neutrino de diferente sabor, es decir, la “probabilidad de supervivencia” de ν_α , $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$, será más pequeña que la unidad. Si, por poner un ejemplo, solamente se detectan en un experimento dado neutrinos electrónicos ν_e , y estos toman parte de las oscilaciones, observaríamos una falta de neutrinos electrónicos en el detector. A continuación se muestra una tabla con los principales experimentos que han detectado esta pérdida de neutrinos, cuya evidencia provocó la aceptación de las oscilaciones conducidas por neutrinos con masa no nula y la mezcla de masas [66]:

Neutrinos	Experimentos
ν_e solares	Solares (Homestake, Kamiokande, ...)
$\bar{\nu}_e$ de reactores	KamLAND
ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ atmosféricos	Super-Kamiokande
ν_μ	K2K, MINOS, T2K
Transiciones $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	Super-Kamiokande, OPERA
Transiciones $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	T2K, MINOS

Tabla 1: Principales experimentos que detectaron pérdidas de neutrinos.

Si los neutrinos no tuviesen masa, todas las diferencias de masas al cuadrado, Δm^2 , serían iguales a cero y por tanto la probabilidad sería [72]:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} \quad (55)$$

En consecuencia, como hemos comentado anteriormente, las oscilaciones de neutrinos implican que al menos una de las masas del neutrino no tiene masa nula. El tercer término de la Ecuación 53 puede ser reescrito en términos del invariante de Jarlskog J [72],

$$\text{Im}(U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) = s_{\alpha\beta k j} J \quad (56)$$

siendo $s_{\alpha\beta kj} = \pm 1$ dependiendo del canal. Esta expresión permite explícitamente cuantificar la violación CP debido a la fase de Dirac en el ámbito de los neutrinos. El descubrimiento de que la probabilidad de oscilación en antineutrinos, $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$, no es igual a la de en neutrinos, $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ implicaría una violación en la invariancia CP [72].

En el caso de haber n sabores y n masas de neutrino, la matriz de mezcla U , de tamaño $n \times n$, puede ser parametrizada por $n(n-1)/2$ ángulos de Euler, llamados ángulos de mezcla, y $n(n+1)/2$ fases [66]. Por ello, en el caso actualmente aceptado de tres sabores y tres masas distintas de neutrinos, la matriz U puede ser parametrizada en términos de tres ángulos y seis parámetros de fase [72]. Si los neutrinos son fermiones de Dirac (sus antipartículas son distintas a ellos), solamente $(n-1)(n-2)/2$ de estas fases tiene parte real (tiene sentido físico) y da lugar a la violación CP [66]. Recordemos que la invariancia CP se mantiene si $U^* = U$. Si, en cambio, los neutrinos son partículas de Majorana (partículas y antipartículas son idénticas), se requieren $n(n-1)/2$ fases para que ocurra la violación [66]. Para el caso actualmente aceptado, $n = 3$, se necesitan por tanto para el caso de Dirac una única fase real responsable de la violación CP, mientras que para Majorana se necesitan dos fases complejas más. U se puede desglosar de la forma [66]:

$$U = VP \quad (57)$$

donde la matriz V contiene las fases de violación CP de Dirac y P es una matriz diagonal con las $(n-1)$ fases de violación CP adicionales de Majorana. Para $n = 3$, la matriz PMNS es comúnmente y convenientemente parametrizada como [72]

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_2/2} \end{pmatrix} \quad (58)$$

donde c_{ij} denota a $\cos \theta_{ij}$ y s_{ij} a $\sin \theta_{ij}$, δ es la fase única de Dirac y α_1 y α_2 son las dos fases adicionales de Majorana, tomado valor cero para los neutrinos de Dirac.

A menudo, la matriz es descompuesta de la siguiente forma, ignorando las posibles fases de Majorana [72]:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (59)$$

Esta descomposición es útil, ya que facilita el análisis de los datos experimentales en términos de oscilaciones entre solo dos estados, ya que en cada matriz aparece solamente una combinación de dos estados. Los datos solares y de los reactores principalmente miden θ_{12} , mientras que los neutrinos atmosféricos y de los aceleradores θ_{23} . El ángulo θ_{13} también ha sido obtenido en diversos experimentos con reactores [72].

Considerando oscilaciones entre dos tipos de neutrino, por ejemplo ν_e y ν_μ , la probabilidad de oscilación se simplifica a [72]

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (60)$$

Reinsertando la constante de Planck \hbar y la velocidad de la luz c en la ecuación anterior, obtenemos una probabilidad de [72]

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 c^3 L}{4\hbar E}\right) \quad (61)$$

Cuando Δm^2 es medida en eV^2 , L en km y E en GeV, la expresión queda [72]

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m^2 L}{E}\right) \quad (62)$$

Vemos que la probabilidad sigue una función senoidal, tal como vemos en la Figura 21.

Los valores aproximados de los ángulos de mezcla obtenidos experimentalmente se indican a continuación [72]:

$$\theta_{12} \approx 34^\circ \quad \theta_{23} \approx 42^\circ \quad \theta_{13} \approx 9^\circ \quad (63)$$

Los dos primeros valores son sorprendentemente grandes comparados con los ángulos de mezcla de los quarks (aproximadamente $13,09^\circ$, $2,32^\circ$ y $0,21^\circ$ respectivamente [93]), formando parte de la matriz de mezcla de quarks, conocida también por el nombre de matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). El tercer ángulo es más pequeño. Este viene incluido en la matriz central de la Ecuación 59, que también incluye a la fase de Dirac δ y es relevante para la violación CP en el campo de los neutrinos.

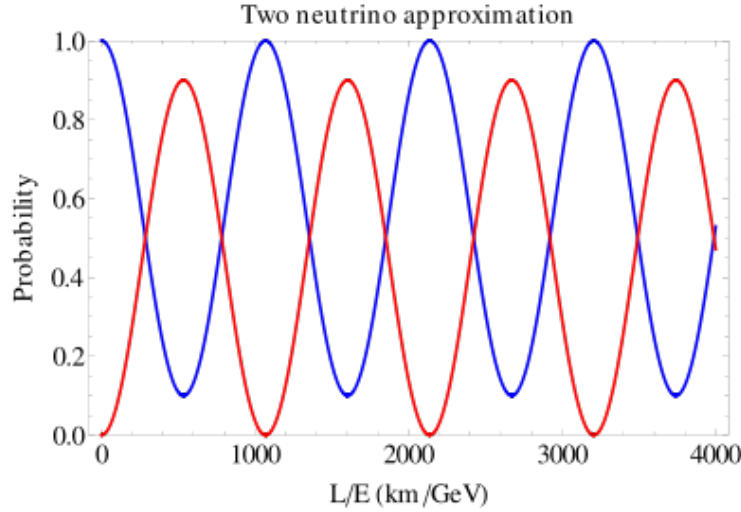


Figura 21: Probabilidades de oscilación de un ν_e , donde la curva azul denota al ν_e y la roja al ν_μ .

3.1.4. Efecto MSW

En el anterior apartado hemos hablado de las oscilaciones de los neutrinos en el vacío. La presencia de materia puede cambiar drásticamente el patrón de estas, ya que los neutrinos pueden interactuar con las partículas que la forman. Por tanto, cuando los neutrinos viajan a través de la materia, por ejemplo en el Sol o en la Tierra, las probabilidades de oscilación son modificadas por un proceso llamado efecto Mikheev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [72].

El efecto MSW es definido por A. Y. Smirnov, uno de sus descubridores, como la conversión adiabática o parcialmente adiabática del sabor de los neutrinos impulsada por el cambio de su mezcla de masas en el curso de su propagación en un medio material con densidad variable [77]. Este efecto es una consecuencia del hecho de que las interacciones débiles de los neutrinos electrónicos en la materia difieren de las de los neutrinos muónicos y tauónicos, dependiendo de la variación de densidad electrónica (número de electrones por unidad de volumen) y de la energía de los neutrinos, y pueden dar lugar a grandes efectos a través de la potenciación de la resonancia [72].

Es importante recalcar que, aunque tanto las oscilaciones en el vacío como el efecto MSW son fenómenos consecuentes de la mezcla de las tres masas del neutrino, son dos efectos distintos. Sin embargo, en la práctica, el término “oscilaciones” se usa para ambos procesos [76].

Como consecuencia a la interacción con la materia, el Hamiltoniano del sistema en la materia, H_m , difiere del Hamiltoniano en el vacío, H_0 , de la forma [66]

$$H_m = H_0 + H_{int} \quad (64)$$

donde H_{int} describe la interacción de los neutrinos con las partículas de la materia. Debido a este término, cuando, por ejemplo ν_e y ν_μ se propagan en la materia, pueden hacerlo en los electrones, protones y neutrones que la conforman.

Consideremos el caso más simple de oscilaciones, entre dos tipos y dos masas de neutrinos y asumiendo una densidad de materia constante. Debido al término H_{int} , los autoestados del Hamiltoniano del sistema de neutrinos en el vacío tomando dos masas de neutrino distintas, $|\nu_{1,2}\rangle$, no lo son en H_m [66]. Por tanto, la modificación de la probabilidad de oscilación $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ debido al efecto MSW puede ser descrita en términos de un ángulo de mezcla efectivo θ_M y una diferencia de masa efectiva al cuadrado Δm_M^2 [72]:

$$P_M(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta_M) \sin^2\left(\frac{\Delta m_M^2 x}{4E}\right) \quad (65)$$

donde

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_M &= \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} & \Delta m_M^2 &= \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \\ x &= \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m^2} \end{aligned} \quad (66)$$

siendo θ el ángulo de mezcla en el vacío, N_e la densidad de electrones, E la energía de los neutrinos, Δm^2 la diferencia de los cuadrados de cada masa en el vacío y G_F la constante de Fermi. Los autoestados de H_m , $|\nu_{1,2}^m\rangle$, tienen energías $E_{1,2}^m$ cuya diferencia es dada por el término [66]:

$$E_2^m - E_1^m = \frac{\Delta m^2}{2E} \left[\left(1 - \frac{N_e}{N_e^{res}}\right)^2 \cos^2 2\theta + \sin^2 2\theta \right]^{1/2} \equiv \frac{\Delta m_M^2}{2E} \quad (67)$$

En resonancia, o lo que es lo mismo, cuando $x = \cos 2\theta$, la amplitud de las oscilaciones, $\sin^2(2\theta_M)$, toma valor 1 para cualquier valor de θ , siempre y cuando $\sin^2 2\theta \neq 0$ [72]. Esto implica que la presencia de materia puede provocar transiciones totales entre los dos sabores, incluso cuando las oscilaciones en el vacío se suprimen por un valor pequeño de $\sin^2 2\theta$. Despejando N_e , obtenemos la llamada “densidad”

o “condición de resonancia”, N_e^{res} [66]:

$$N_e^{res} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} \quad (68)$$

La energía E necesaria para mantener esta condición con valores de N_e y $\Delta m^2 \cos 2\theta$ dados se conoce como “energía de resonancia”, y se denota como E^{res} .

Usando N_e^{res} , podemos reescribir $\sin^2 2\theta_M$ de la siguiente forma [66]:

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\tan^2 2\theta}{\tan^2 2\theta + \left(1 - \frac{N_e}{N_e^{res}}\right)^2} \quad (69)$$

Podemos considerar a partir de esta ecuación dos casos límites [66]. Si $N_e \ll N_e^{res}$, tenemos que $\theta_M \cong \theta$ y los neutrinos oscilarán prácticamente como si estuviesen en el vacío. En cambio, en el límite $N_e \gg N_e^{res}$, $\theta_M \cong \pi/2$ y, sustituyendo en la Ecuación 65, vemos claro que la presencia de materia suprimirá las oscilaciones.

La diferencia de energía tiene un mínimo cuando el sistema está en resonancia, dado por [66]

$$(E_2^m - E_1^m)^{res} = \frac{\Delta m^2}{2E} \left[\left(1 - \frac{N_e^{res}}{N_e}\right)^2 \cos^2 2\theta + \sin^2 2\theta \right]^{1/2} = \frac{\Delta m^2}{2E} \sin 2\theta \quad (70)$$

Las fórmulas y resultados obtenidos son mayoritariamente válidas para las oscilaciones entre el neutrino electrónico con cualquiera de los otros dos sabores, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ y $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$. En cambio, el caso para transiciones entre los sabores muónicos y tauónicos, $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, es diferente. Por las mediciones que tenemos hoy en día, estas oscilaciones en presencia de materia del Sol y la Tierra suceden prácticamente igual que en el vacío [66].

Las oscilaciones de antineutrinos por interacción con la materia también siguen las ecuaciones anteriores, solo hay que cambiar el signo de la densidad de electrones, es decir, sustituyendo N_e por $-N_e$ [66]. Ha de quedar claro que, dependiendo del signo de $\Delta m^2 \cos 2\theta$ de la Ecuación 68, la presencia de materia puede conducir a un aumento de la resonancia de las oscilaciones entre neutrinos, $\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta$, o entre antineutrinos, $\bar{\nu}_\alpha \leftrightarrow \bar{\nu}_\beta$, pero no de ambas. Por ejemplo, para $\Delta m^2 \cos 2\theta < 0$, la presencia de materia puede solo suprimir las oscilaciones entre neutrinos, mientras que puede llegar a mejorar las transiciones entre antineutrinos. Esto es debido a que N_e^{res} tendría signo negativo.

Esta disparidad es consecuencia del hecho de que la materia en el Sol y en la Tierra que nos interesa no está simétricamente cargada: contiene electrones, protones y neutrones, pero no sus antipartículas. Por lo tanto, las oscilaciones en la materia no son ni invariantes CP ni CPT, por lo que [66]

$$P_M(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P_M(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \quad (71)$$

Si en vez de dos masas y dos tipos consideremos el caso aceptado de tres masas y sabores distintos, en el límite en que $\delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ es mucho menor que $m^2 \equiv m_3^2 - m_2^2$, siendo $m_1 < m_2 < m_3$ (jerarquía normal), la probabilidad $P_M^{3\nu}$ se puede relacionar con la probabilidad anteriormente calculado, $P_M^{2\nu}$, mediante [36]:

$$P_M^{3\nu} = \cos^4 \theta_{13} P_M^{2\nu} + \sin^4 \theta_{13} \quad (72)$$

El efecto MSW tiene que tenerse en cuenta cuando se analiza los datos de los neutrinos solares. Esto implica cambios de sabor durante su propagación a través de la materia solar y la posible regeneración de neutrinos electrónicos en la Tierra. También tiene un rol importante en el análisis de los datos de neutrinos atmosféricos [72].

Realicemos un análisis cualitativo del efecto MSW en el interior solar [66]. Consideremos las oscilaciones de los neutrinos electrónicos solares mientras se propagan desde la parte central del Sol (donde son producidos) hasta la superficie; la densidad N_e cambia considerablemente durante este trayecto: decrece de forma monótona desde un valor aproximado de $100N_A \text{ cm}^{-3}$ (siendo N_A el número de Avogadro) en el centro hasta ser nula en la superficie. De acuerdo con los modelos solares actuales, la densidad de electrones decrece aproximadamente de forma exponencial en la dirección radial de la superficie solar, dependiendo del tiempo:

$$N_e(t) = N_e(t_0) \exp\left(-\frac{t - t_0}{r_0}\right) \quad (73)$$

donde $t - t_0$ es aproximadamente igual a la distancia recorrida por el neutrino en el Sol d , $N_e(t_0)$ es la densidad del número de electrones en el punto de su creación y r_0 es la escala de cambio de la densidad, que actualmente tiene un valor aproximado de $0,1R_\odot$.

Consideremos el caso, como hemos estado haciendo anteriormente, de dos masas de neutrino en vez de tres, siendo m_2 más pesada que m_1 . Como N_e varía con el

tiempo, t , los autoestados de masa, sus energías y el ángulo de mezcla también dependerán de él. Al considerar el caso $\Delta m^2 \cos 2\theta > 0$, en primer lugar se puede asumir por simplicidad que $N_e(t_0) \gg N_e^{res}$, por lo que $\theta_M(t) \cong \pi/2$ y el estado del neutrino electrónico en el momento inicial de la evolución prácticamente coincide con el autoestado de materia más pesado, $|\nu_2^m(t_0)\rangle$, y por ello en t_0 el sistema es un estado correspondiente al “nivel” con energía $E_2^m(t_0)$. Cuando los neutrinos se mueven hacia la superficie del Sol, cruzan una capa de materia donde hay resonancia ($N_e = N_e^{res}$) y la diferencia entre las energías de los dos “niveles” será mínima (Ecuación 70). A partir de aquí, la evolución de los neutrinos puede proceder básicamente de dos formas.

En la primera, el sistema sigue en el “nivel” con energía $E_2^m(t)$ hasta el momento en el que el neutrino alcanza la superficie, t_s . En ella, $N_e(t_s) = 0$, $\theta_M(t_s) = \theta$ y el autoestado del neutrino es una mezcla de los autoestados de las dos masas. Las posibilidades de encontrar neutrinos electrónicos y muónicos en este punto vienen dadas por

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e; t_s, t_0) \cong |\langle \nu_e | \nu_2 \rangle|^2 = \sin^2 \theta \quad P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t_s, t_0) \cong |\langle \nu_\mu | \nu_2 \rangle|^2 = \cos^2 \theta \quad (74)$$

Si, aparte de las asunciones hechas, tenemos que $\sin^2 \theta \ll 1$, prácticamente una conversión total de neutrinos electrónicos a muónicos es posible. Este tipo de evolución y sus transiciones son conocidas como “adiabáticas”, y son caracterizadas por el hecho de que la probabilidad de cambio del estado de masa más pesado al menos pesado, P' , en toda la trayectoria solar del neutrino es prácticamente insignificante.

La segunda posibilidad sucede cuando en la región de resonancia, cuando los dos “niveles” se acercan lo máximo posible, el sistema “salta” al estado de menor masa y continúa con este estado hasta alcanzar la superficie, por lo que las probabilidades de oscilación se invierten:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e; t_s, t_0) \cong |\langle \nu_e | \nu_1 \rangle|^2 = \cos^2 \theta \quad P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu; t_s, t_0) \cong |\langle \nu_\mu | \nu_1 \rangle|^2 = \sin^2 \theta \quad (75)$$

Si $\sin^2 \theta \ll 1$ prácticamente no habrá cambios de sabor, por lo que se suele llamar a este régimen de evolución y a sus transiciones como “extremadamente no adiabáticas”.

Estos son dos casos limitantes, pero existen infinitud de casos debido a que la probabilidad P' va de 0 hasta $\cos^2 \theta$. En general, las transiciones son referidas como “no adiabáticas” si esta probabilidad no es despreciable.

Las probabilidades anteriormente mencionadas son comunes para el caso de neutrinos con altas energías. Si estas son bajas (< 2 MeV), el efecto de la materia es casi insignificante, y el formalismo de las oscilaciones en el vacío es válido. La probabilidad de supervivencia de estos neutrinos electrónicos vendrá dada por la expresión [66]

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e; t_s, t_0) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \quad (76)$$

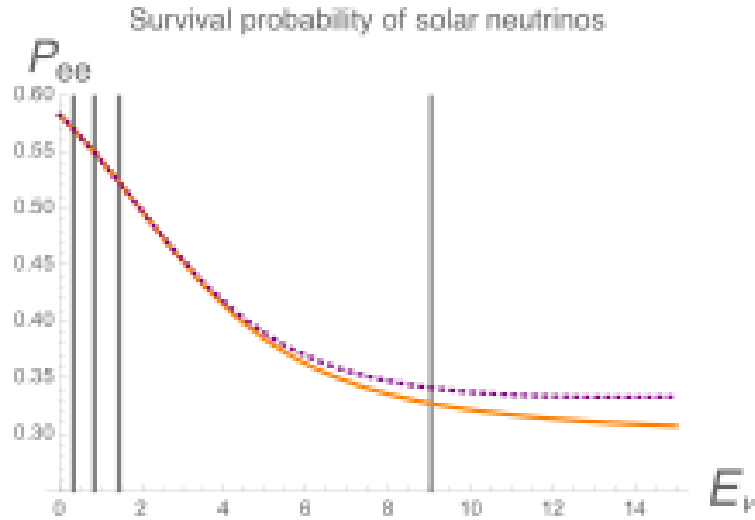


Figura 22: Probabilidad de supervivencia de los neutrinos solares según la teoría MSW.

La línea continua es para los neutrinos que se detectan de día, la punteada para los que se detectan de noche y las 4 franjas verticales indican los valores de las energías a las que se midió, mediante neutrinos solares p - p , ${}^7\text{Be}$, pep y ${}^8\text{B}$, respectivamente.

Otro evento particular que ha de tenerse en cuenta al estudiar los neutrinos solares es la asimetría entre el día y la noche. Cuando estos neutrinos llegan a un detector terrestre durante la noche, puede haber una regeneración del flujo de los electrónicos debido a la interacción de los neutrinos con la materia de la Tierra, al tener que pasar por el interior del planeta para alcanzar el detector. Esto puede conducir a una diferencia entre las tasas de eventos detectados durante el día y la noche, R_D y R_N respectivamente, es decir, a una asimetría día-noche no nula, dada

por la relación [66]

$$A_{D-N} = 2 \frac{R_D - R_N}{R_D + R_N} \quad (77)$$

Si observamos $A_{D-N} \neq 0$, tendremos una importante prueba de la presencia del efecto MSW al atravesar los neutrinos la Tierra; si tenemos $A_{D-N} = 0$, no habrá efectos de la materia de nuestro planeta en ellos. El valor medido por Super-Kamiokande en 1999 fue de $-0,065 \pm 0,044$ [37], lo que indica que se detectan más eventos por la noche y por tanto los neutrinos sufren el efecto MSW a su paso por la tierra (Figura 22).

3.2. Neutrinos en supernovas

Como bien es sabido, las estrellas mucho más masivas que el Sol terminan su evolución estelar con el colapso de su núcleo en una estrella de neutrones o en un agujero negro, sufriendo a su vez una explosión de supernova, expandiéndose el contenido estelar de las capas exteriores a través del cosmos [34]. De hecho, todos los elementos pesados que existen, como el carbono de nuestros huesos o el metal de nuestro portátil, fueron forjados en el núcleo de una estrella y esparcidos por el universo mediante una supernova. La importancia de los neutrinos en el contexto del colapso del núcleo estelar y, en consecuencia, la cuestión de cómo las estrellas masivas consiguen producir supernovas fueron mencionadas por primera vez en 1966 por Colgate y White, e independientemente también por Arnett [52]. La producción de neutrinos durante el colapso de una estrella masiva, expulsando sus capas exteriores en forma de explosión supernova de tipo II, se produce de la siguiente manera [80].

Cerca del final de su vida, una estrella masiva está formada por varias capas, que son reliquias de sus fases de quemado previas, es decir, habrá una capa de hidrógeno, otra de helio, otra de carbono, etc. El hierro es el último elemento creado por fusión nuclear, ya que la síntesis de elementos más pesados no libera energía. La dinámica del colapso estelar es muy sensible a la ecuación de estado del sistema, y en particular al número de leptones por barión, Y_e . En la primera etapa del colapso, Y_e decrece debido a la captura electrónica, proceso por el cual un electrón se combina con un protón formando un neutrón y un neutrino electrónico, dentro del núcleo estelar de hierro:



Esta reacción es energéticamente favorable cuando las energías de los electrones a las densidades presentes en el núcleo estelar son de unos pocos MeV. La reacción reduce la presión de los electrones y produce núcleos atómicos en el núcleo estelar con mayor cantidad de neutrones, lo que provoca un aumento gradual de neutrones en el plasma estelar. En consecuencia, algunos de estos núcleos sufren una desintegración β^- (Ecuación 3), produciéndose antineutrinos electrónicos. Estos procesos reducen la energía del núcleo y su densidad leptónica, lo que provoca que no se pueda estabilizar y, por tanto, la aceleración del colapso de la estrella.

Cuando la densidad central alcanza un valor aproximado de 10^{12} g/cm³, los neutrinos producidos mediante las dos reacciones anteriores no pueden escapar del núcleo estelar en el que son producidos, por lo que sufren diversas reabsorciones, reemisiones y dispersiones antes de alcanzar las capas menos densas, cerca de la superficie estelar. El colapso prosigue de forma homogénea, hasta que en el núcleo se alcanzan densidades de 10^{14} g/cm³. Como la materia nuclear tiene una compresibilidad mucho menor, el colapso se desacelera y la materia que estaba cayendo hacia el centro del núcleo se expulsa en respuesta al aumento de su presión. Esto conduce a una onda expansiva en la parte más externa del núcleo, es decir, la capa de hierro. Esta explosión marca el inicio de la supernova.

Un gran número de los neutrinos creados durante la captura electrónica abandona rápidamente la estrella, proceso conocido como “ráfaga de neutrinos”. La energía liberada es transportada por ellos, mientras que la onda expansiva se debilita tanto que se estanca y la materia vuelve a ser atraída hacia el núcleo estelar, donde finalmente se forma un remanente compacto en el centro. Este remanente evolucionará a una estrella de neutrones o colapsará en un agujero negro, dependiendo de si su estrella progenitora tenía una masa inferior o superior a aproximadamente $25M_{\odot}$. Si se convierte en una estrella de neutrones, inicialmente aún será un cuerpo estelar rico en protones y contendrá un gran número de electrones degenerados y neutrinos atrapados.

Sin embargo, esta onda expansiva no es suficiente para explicar la explosión de supernova [80]. Por ello, se propuso que la onda podía ser reactivada mediante la reabsorción de neutrinos. Esta onda comienza aproximadamente medio segundo después del colapso.

En este escenario, la onda expansiva puede ser revivida por los neutrinos que se quedan atrapados en la estrella de neutrones. Cerca del centro, la temperatura es muy elevada, por lo que el par electrón-positrón se transforma rápidamente en un par neutrino-antineutrino de cualquiera de los tres sabores ($f = e, \mu, \tau$) de forma equitativa:

$$e^+ + e^- \rightarrow \bar{\nu}_f + \nu_f \quad (79)$$

La producción de estos pares de neutrinos se detiene cuando la cantidad de estos es lo suficientemente alta para que se produzca el proceso inverso. La gran cantidad de energía de ligadura de una estrella de neutrones se suministra a estos neutrinos, lo que los convierte en una gran reserva de energía para la supernova. Aproximando la estrella de neutrones de masa M y radio R como una esfera homogénea con gravedad Newtoniana, su energía de ligadura E_L , que aproximadamente equivale a su energía gravitacional, puede ser estimada mediante la ecuación [52]

$$E_L \approx E_G \approx \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \approx 3,6 \times 10^{53} \left(\frac{M}{1,5M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R}{10\text{km}} \right)^{-1} \text{ erg} \quad (80)$$

Por tanto, casi toda la energía producida en una supernova (aproximadamente un 99 % [80]) es transportada por los tres tipos de neutrinos y antineutrinos, lo que convierte a las supernovas en las fuentes cósmicas más frecuentes de neutrinos con energías del orden de MeV.

Una fracción de neutrinos y antineutrinos con esta energía son absorbidos por el gas de las capas existentes entre la estrella de neutrones y la onda estancada, depositando parte de su energía, principalmente a través de interacciones con nucleones libres. Por ejemplo, para los neutrinos electrónicos tenemos:

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p^+ \quad \bar{\nu}_e + p^+ \rightarrow e^+ + n \quad (81)$$

Estos procesos incrementan la energía térmica del medio estelar y la presión en el interior de la onda. También hacen que estas capas sean lugares óptimos para la nucleosíntesis de los elementos del grupo del hierro (Fe, Co, Ni, Cr y Mn) y átomos más pesados. Con densidad alta, los neutrinos continúan atrapados, pero conforme las capas calientes empiezan a expandirse, la presión crece y provoca que la onda vuelva a ser expansiva de nuevo. Esto provoca que la densidad de las capas más externas vuelva a descender, llegando a un valor en el que los neutrinos más lejanos del

núcleo estelar son liberados. Este escenario de explosión retardada requiere que un pequeño porcentaje de la energía radiada por los neutrinos se convierta en energía térmica de nucleones, leptones y fotones. Esto corresponde con la energía cinética observada en la supernova. El posterior enfriamiento del interior de la estrella de neutrones sucede por la producción de los pares de neutrinos y la pérdida por difusión de los neutrinos de los tres sabores que aún se encuentran en el interior de la estrella. Después de bastantes decenas de segundos, el remanente estelar se vuelve “transparente” para los neutrinos, que son finalmente liberados, y su luminosidad decae significativamente.

En conclusión, aunque el núcleo de estas estrellas masivas es increíblemente denso, los neutrinos logran escapar del centro más rápidamente que la luz. Es por ello que los observatorios de neutrinos serán los primeros lugares en la Tierra en detectar la supernova, lo que nos da un temprano aviso para que apuntemos los telescopios hacia el lugar del cielo donde se está produciendo esta última etapa de la evolución estelar [34].

Esta expectativa fue confirmada por la primera y única detección de neutrinos provenientes de una supernova. Esta, llamada SN 1987A, fue la primera supernova visible a simple ojo desde 1604, y tuvo lugar en la cercana galaxia de la Gran Nube de Magallanes, a una distancia de aproximadamente 50 kpc de la Tierra (Figura 23) [80]. La estrella progenitora de la supernova era la estrella supergigante azul Sanduleak -69 202, con una masa entre $16M_{\odot}$ y $22M_{\odot}$ [80]. La observación de sucesivas líneas de emisión gamma provenientes de la supernova dio confirmación de la síntesis de elementos pesados como hierro, cobalto o níquel, tal como habían predicho los modelos teóricos.

La supernova fue detectada, aproximadamente dos horas y media antes de que llegara su luz, por tres experimentos distintos (Kamiokande, IMB y Baksan) el 23 de



Figura 23: SN 1987A después de su explosión en febrero de 1987.

febrero de 1987. Se midieron 25 eventos de neutrinos (electrónicos, ya que eran las partículas que medían los detectores), de los aproximadamente 10^{58} emitidos [44], entre los tres detectores (12 en Kamiokande, 8 en IMB y 5 en Baksan [80]) en un intervalo de 13 segundos [80], consistente con la duración estimada del colapso del núcleo. Los neutrinos detectados y sus altas energías (de hasta 40 MeV [52], aunque con 15 MeV de media [80]) coincidían con los modelos teóricos y evidenciaron el nacimiento de una estrella de neutrones. Estas detecciones supusieron también la primera fuente extraterrestre de neutrinos identificada aparte del Sol.

Se cree que una supernova ocurre en una galaxia como la Vía Láctea con una frecuencia de 10 a 50 años [34]. Con el número actual de grandes detectores de neutrinos en funcionamiento y los planeados para los próximos años, como el Hyper-Kamiokande (que será sensible para captar neutrinos de supernovas de Andrómeda y más allá [87]), se espera obtener más eventos y datos la próxima vez que suceda este evento. Se predice que una supernova en nuestra galaxia podría resultar en un rango de 5000 a 8000 mediciones de neutrinos en un único detector [34]. Muchos de estos detectores están conectados a través de la red *SuperNova Early Warning System* (SNEWS) [34], que dará aviso a los astrónomos y hará que los experimentos registren y guarden datos adicionales si llega una repentina afluencia de neutrinos, que suele indicar una supernova.

La información de una supernova se puede usar para aprender más sobre los neutrinos, como por ejemplo cómo varían viajando largas distancias o cuánta masa pueden llegar a tener. También ofrecen una oportunidad única de examinar sus oscilaciones en condiciones de alta densidad. Además, los neutrinos pueden ser utilizados, debido a su débil naturaleza interactuante, para aprender más sobre el ciclo de vida de las estrellas, sobretodo del colapso del núcleo, y la formación de las estrellas de neutrones y los agujeros negros [34].

Por último, al haber aproximadamente 10 explosiones tipo supernova por segundo en el universo visible [63], se cree que la emisión acumulada de neutrinos de todas las supernovas producidas desde el Big Bang produce un fondo cósmico de neutrinos y antineutrinos, el llamado fondo difuso de neutrinos de supernova (DSNB, del inglés *Diffuse Supernova Neutrino Background*), cuya existencia fue predicha incluso antes de la observación de SN 1987A [63]. Por tanto, el DSNB es el flujo total de neutrinos

y antineutrinos con energías del orden de MeV emitidos por todas las supernovas de nuestro universo. Se supone que es isotrópico y estacionario, y que podrá ofrecernos información sobre la población de supernovas [63].

La detección del DSNB será crucial para comprobar nuestra comprensión de la dinámica de las supernovas y su distribución de corrimiento al rojo. Aunque débil, el DSNB también nos puede permitir analizar diversos eventos físicos aparte de estas explosiones, incluyendo procesos que ocurren en escalas cosmológicas en el tiempo o el espacio, y otros como la velocidad de formación estelar, la dinámica estelar y las propiedades fundamentales de los neutrinos. Las previsiones de existencia de este fondo difuso pueden obtenerse a partir de los espectros de neutrinos predichos por las simulaciones de supernovas o los reconstruidos a partir de los datos de SN 1987A [63].

3.3. Fondo cósmico de neutrinos

Así como se piensa que existe una radiación de fondo de los neutrinos creados durante las supernovas, la cosmología estándar predice una radiación cósmica de fondo de los neutrinos creados durante el Big Bang (CNB, del inglés *cosmic neutrino background*), similar a la radiación de fondo de microondas (CMB, *cosmic microwave background*). Es por ello que se suele conocer a las partículas que forman este fondo como neutrinos primordiales.

La teoría del CNB se basa en la hipótesis de que durante un Big Bang caliente no solo se produjo radiación electromagnética, sino también una enorme cantidad de neutrinos y antineutrinos [75]. Entonces, en el plasma primordial, los tres sabores de neutrino estaban en equilibrio térmico con fotones, electrones y positrones, siguiendo sus distribuciones de momento la distribución de Fermi-Dirac [84]. Cuando el universo cumplió un segundo de vida, este se había enfriado lo suficiente, a una temperatura aproximada de 10^{10} K [31], para que la velocidad de expansión fuese mayor que la frecuencia de interacción de los neutrinos. Por ello, los neutrinos dejaron de interactuar con el resto del plasma, con el que solo interactuaban por la fuerza débil, desacoplándose de él y quedando en libertad [57]. Estos neutrinos siguen esparciéndose por el cosmos en la actualidad, formando el CNB. Al igual que los fotones del CMB, el fondo de neutrinos también contribuyó a la densidad total de

energía en el universo primigenio [38]. Los fotones se desacoplaron bastante después que los neutrinos, debido a que ellos interactúan por la fuerza electromagnética [31].

Esta es una de las razones de la importancia de detectar el CNB: mientras que la nucleosíntesis del Big Bang (BBN, *Big Bang nucleosynthesis*) y el CMB nos dan información del universo primitivo a unos cuantos minutos y a unos 380 000 años de su creación, respectivamente; los neutrinos primordiales nos permitirán obtener información de solo un segundo después de la creación del universo [92].

A pesar del desacople de los neutrinos, estos y los fotones se mantuvieron a la misma temperatura conforme el universo se expandía. Poco después, la mayoría de electrones y positrones se aniquilaron en fotones, transfiriendo su entropía a estos. Esta transferencia disminuyó la velocidad de caída de temperatura de los fotones en comparación con la de los neutrinos conforme la expansión del universo. Es decir, los hizo aumentar de temperatura. Como la entropía de los neutrinos se conserva, la relación entre la temperatura de los fotones antes y después de la aniquilación del par electrón-positrón, T_ν y T_γ respectivamente, es la misma que la relación de la temperatura de los neutrinos y los fotones hoy en día. Por ello es por lo que se puede calcular la temperatura actual del CNB a partir de la del CMB mediante la expresión [92]:

$$T_\nu = \left(\frac{4}{11} \right)^{1/3} T_\gamma \quad (82)$$

Como en la actualidad se considera que $T_\gamma = 2,7255$ K, sustituyendo obtenemos un valor aproximado de $T_\nu = 1,95$ K [31]. Este análisis se hizo suponiendo que el neutrino no tiene masa, por lo que en realidad el valor de la temperatura es todavía menor.

Por tanto, el CNB está formado actualmente por neutrinos de baja energía que habitan por todo el universo a una temperatura inferior a 1,95 K. Las estimaciones sugieren que en cada centímetro cúbico del universo hay sobre 340 de estos neutrinos de baja energía, siendo 56 de ellos neutrinos electrónicos [31]. Este número excede considerablemente la densidad cosmológica de núcleos atómicos (mayoritariamente hidrógeno) obtenida al promediar la materia conocida en el universo en escalas de cientos de millones de años luz. Esta densidad tiene un valor de menos de una partícula por metro cúbico [75].

No obstante, al interactuar los neutrinos muy débilmente con la materia, solo pueden ser detectados experimentalmente si tienen energías relativamente altas. Es por ello por lo que el CNB es casi imposible de detectar con las tecnologías actuales. A pesar de esto, existen evidencias indirectas de su existencia [75].

Los tres sabores de neutrino contribuyen a la densidad de energía de radiación, contribución que se suele representar mediante la siguiente expresión [57]:

$$\rho_R = \left[1 + \frac{7}{8} \left(\frac{4}{11} \right)^{1/3} N_{eff} \right] \rho_\gamma \quad (83)$$

donde ρ_γ es la densidad de energía de los fotones y N_{eff} el número efectivo de neutrinos, cuyo valor predicho es 3,046 [57]. Este valor influye en el ritmo de expansión y la igualdad entre materia y radiación en los inicios del universo. Esto afecta tanto a la BBN, con la abundancia primordial de elementos ligeros, como a la anisotropía del CMB [84].

Como acabamos de decir, la abundancia de los elementos ligeros durante el albor del universo depende de N_{eff} . Diversas mediciones astrofísicas sobre las abundancias del helio-4 y del deuterio dan un valor de $N_{eff} \cong 3,14 \pm 0,70$, cercano al del modelo estándar [23].

Por otro lado, N_{eff} también afecta a la anisotropía y a la formación de la estructura del CMB. La sonda WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) proporcionó un valor $N_{eff} \cong 4,34 \pm 0,88$ [56], mientras que Planck obtuvo $N_{eff} \cong 3,15 \pm 0,23$ [67]. Así pues, no se descarta la existencia de un cuarto tipo de neutrino: el neutrino estéril, como hemos mencionado anteriormente.

Una última evidencia indirecta del CNB es su influencia en la fase temporal de las oscilaciones acústicas del plasma primordial. La propagación de las perturbaciones del neutrino a unas velocidades más rápidas que la velocidad del sonido en el plasma altera la conducción gravitacional dependiente del tiempo de las oscilaciones acústicas [38]. Observaciones precisas de la sonda WMAP revelaron esta interacción del CMB con el CNB.

En los últimos años, se han discutido muchos métodos para encontrar estos neutrinos primordiales en la literatura. El experimento alemán KATRIN (*KArlsruhe TRItium Neutrino*) está intentando detectar el CNB mediante la captura de neutrinos primordiales en tritio (^3H), dando lugar a un decaimiento β inducido, siguiendo

la reacción [31]



4. Conclusiones

Los neutrinos han atormentado y motivado por partes iguales a los científicos en los últimos noventa años. A partir de su postulación por Pauli en 1930, para intentar salvar la conservación de masa en la desintegración beta, se llevaron a cabo diversos experimentos para demostrar la existencia de esta partícula. Una vez descubierta, se pudo afirmar que se trataban de partículas muy pequeñas, sin carga y que solo interactuaban con la materia mediante la fuerza débil.

El problema de los neutrinos solares, creados mayoritariamente en las cadenas p-p del interior solar, supuso un nuevo impedimento a la física de neutrinos. Mediante el uso de diversos detectores, se evidenció la incongruencia entre los neutrinos detectados y los que en teoría debía emitir el Sol. La solución se encontró en el fenómeno de las oscilaciones, hecho que supuso que el neutrino poseía masa, al contrario de lo que los físicos de partículas pensaban por aquel entonces.

Los neutrinos emitidos por las supernovas también supusieron un gran avance en la ciencia, ya que nos permiten estudiar como no se había hecho antes una de las últimas etapas evolutivas de las estrellas masivas. Además, la detección de estos neutrinos nos da un aviso para que se apunten los telescopios hacia el núcleo colapsante para así observar su aumento de luminosidad. La radiación de fondo de neutrinos es una de las investigaciones abiertas relacionadas con estas partículas, ya que aún no se ha podido detectar, aunque las evidencias de su existencia son irrefutables.

Además de esta última, existen muchas propiedades de los neutrinos que todavía no están del todo claras y, por ende, muchas líneas de investigación abiertas para tratar de resolverlas. Algunas de las más importantes son las búsquedas de:

- Sus efectos gravitacionales.
- El cuarto sabor, el neutrino estéril.
- El decaimiento doble beta sin emisión de neutrinos, cuya detección supondría que los neutrinos son partículas de Majorana.

- Su velocidad de propagación.
- La masa de cada uno de los tres autoestados.
- Su tamaño.
- Quiralidad, es decir, si existen neutrinos dextrógiros y antineutrinos levógiros.

En consecuencia, la física de neutrinos no ha hecho más que empezar y debemos estar pendientes los próximos años para ver cuál será el devenir de estas peculiares partículas.

Agradecimientos

Más que agradecimientos del trabajo, esto es un agradecimiento a la gente que me ha acompañado durante mi carrera universitaria.

En primer lugar, querría agradecerle a mi tutor, Juan Antonio Miralles, no solo su labor durante estos meses, sino durante todos estos años universitarios. Cuesta encontrar un profesor que sea más querido por sus alumnos. También me gustaría dar las gracias a otros profesores, como Moisés, Jorge Francés, María José Caturla, Jorge Calera, Carmen Vázquez, Augusto, Juan Matías, Guillermo Chiappe, Jose Pons, José Carlos y Verónica, entre otros; que cuando lo veía todo negro siempre me hacían ver una pequeña luz blanca.

No puedo olvidarme de mis compañeros, aquellos con los que he pasado tanto tiempo estos últimos cinco años. Pablo, Ander, Marcos, Patri, Urbán, Saúl, Yésica, Paula, Belén, Rocío y muchos más: gracias por haber estado ahí cuando os necesitaba.

Por último, sería un egoísta si no le diese las gracias a mi familia. Quería agradecer en especial a mi prima Hermi el haber sido mi apoyo moral durante la elaboración de este trabajo (y durante toda la vida). No ha tenido reparos en ayudarme en cualquier consulta sobre lingüística. Y a mis padres, que me dieron los medios para realizar el grado y, a su manera, siempre han estado ahí.

Referencias

- [1] Abdurashitov, J. N., Veretenkin, E. P., Vermul, V. M., Gavrin, V. N., Girin, S. V., Gorbachev, V. V., Gurkina, P. P., Zatsepin, G. T., Ibragimova, T. V., Kalikhov, A. V., and et al. (2002). Solar neutrino flux measurements by the Soviet-American gallium experiment (SAGE) for half the 22-year solar cycle. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 95(2):181–193.
- [2] Ahmad, Q. R. *et al.* (SNO Collaboration) (2001). Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review Letters*, 87:71301–1–71301–4.
- [3] ANTARES Collaboration (2021). Overview of the ANTARES experiment. Online de: <https://antares.in2p3.fr/Overview/index.html>.
- [4] Aparici, A. (2020a). El neutrino, uno más en la familia. *La Razón*. Online de: <https://www.larazon.es/ciencia/20200610/44pijmvvwjgzhjjrtygnhjdjxe.html>.
- [5] Aparici, A. (2020b). Los tres sabores del neutrino. *La Razón*.
- [6] Aparici, A. (2020c). Oscilaciones de neutrinos, la sinfonía de las partículas. *La Razón*. Online de: <https://www.larazon.es/ciencia/20200930/ycd4fyzupvdavifgp6fyp7r6qe.html>.
- [7] Aparici, A. (2020d). “Queridos señores y señoras radiactivos”: 90 años de la partícula fantasma. *La Razón*. Online de: <https://www.larazon.es/ciencia/20200415/vubvfllh3bc2tji2skn47kfddy.html>.
- [8] Arns, R. G. (2001). Detecting the neutrino. *Phys. perspect*, 3:314–334.
- [9] Aston, F. (1920). The mass-spectra of chemical elements. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 39.
- [10] Atkinson, R. and Houtermans, F. (1929). Zur Frage der Aufbaumöglichkeit der Elements in Sternen. *Z. Physik*, 54.

- [11] Bahcall, J. N. (1964). Solar Neutrinos. I. Theoretical. *Phys. Rev. Lett.*, 12:300–302.
- [12] Bahcall, J. N. (2000). How the sun shines.
Online de: <https://www.nobelprize.org/prizes/themes/how-the-sun-shines/>.
- [13] Bahcall, J. N. (2004). Solving the mystery of the missing neutrinos.
Online de: <https://www.nobelprize.org/prizes/themes/solving-the-mystery-of-the-missing-neutrinos/>.
- [14] Bahcall, J. N. and Bethe, H. A. (1990). Solution of the solar-neutrino problem. *Phys. Rev. Lett.*, 65:2233–2235.
- [15] Bahcall, J. N., Pinsonneault, M. H., Basu, S., and Christensen-Dalsgaard, J. (1997). Are standard solar models reliable? *Phys. Rev. Lett.*, 78:171–174.
- [16] Bethe, H. A. (1939). Energy production in stars. *Phys. Rev.*, 55.
- [17] Bonanno, A., Schlattl, H., and Paternò, L. (2002). The age of the sun and the relativistic corrections in the eos. *Astronomy & Astrophysics*, 390(3):1115–1118.
- [18] Borexino Collaboration (2021). Borexino experiment.
Online de: <https://borex.lngs.infn.it/about/>.
- [19] Brown, L. M. (1978). The idea of the neutrino. *Physics Today*, 31:23–28.
- [20] Capozzi, F., Lisi, E., Marrone, A., Montanino, D., and Palazzo, A. (2016). Neutrino masses and mixings: Status of known and unknown 3ν parameters.
- [21] Cowan, C. L., Reines, F., Harrison, F. B., Kruse, H. W., and McGuire, A. D. (1956). Detection of the free neutrino: a confirmation. *Science*, 124(3212):103–104.
- [22] Cribier, M., Verkindt, D., and Vignaud, D. (2021). Neutrino properties.
Online de: <https://neutrino-history.in2p3.fr/neutrino-properties/>.
- [23] Cyburt, R. H., Fields, B. D., Olive, K. A., and Skillman, E. (2004). New BBN limits on Physics Beyond the Standard Model from ^4He .

- [24] Darwin, C. (1859). *On the Origin of Species by Means of Natural Selection, or the Preservation of Favoured Races in the Struggle for Life*. John Murray, 1^o edition.
- [25] Davis, R. (1964). Solar Neutrinos. II. Experimental. *Phys. Rev. Lett.*, 12:303–305.
- [26] Davis, R. (2002). A half-century with solar neutrinos.
- [27] Department of Astronomy, University of Wisconsin-Madison (2005). What’s a neutrino?
Online de: <http://www.astro.wisc.edu/~heroux/neutrino.html>.
- [28] Department of Physics, KTH Royal Institute of Technology (2012). Neutrino properties.
Online de: http://theophys.kth.se/tepp/research_neutrino_properties.html.
- [29] Eddington, A. (1920). The Internal Constitution of the Stars. *Observatory*, 43.
- [30] Einstein, A. (1905). Zur elektrodynamik bewegter körper. *Annalen der Physik*, 322(10):891–921.
- [31] Faessler, A., Hodak, R., Kovalenko, S., and Simkovic, F. (2015). Search for the cosmic neutrino background. volume 580. Institute of Physics Publishing.
- [32] Fermi National Accelerator Laboratory (2021a). Neutrino flavors.
Online de: <https://neutrinos.fnal.gov/types/flavor/>.
- [33] Fermi National Accelerator Laboratory (2021b). Sources.
Online de: <https://neutrinos.fnal.gov/types/flavor/>.
- [34] Fermi National Accelerator Laboratory (2021c). Supernova neutrinos.
Online de: <https://neutrinos.fnal.gov/sources/supernova-neutrinos/>.
- [35] Fermi Research Alliance, LLC (2021). How does NOvA work?
Online de: <https://novaexperiment.fnal.gov/how-does-nova-work/>.

- [36] Fogli, G. L., Lisi, E., and Montanino, D. (1996). Matter-enhanced Three-flavor Oscillations and the Solar Neutrino Problem.
- [37] Fogli, G. L., Lisi, E., Montanino, D., and Palazzo, A. (1999). Three-flavor MSW solutions of the solar neutrino problem.
- [38] Follin, B., Knox, L., Millea, M., and Pan, Z. (2015). A first detection of the acoustic oscillation phase shift expected from the cosmic neutrino background.
- [39] Fukuda, S., Fukuda, Y., Ishitsuka, M., Itow, Y., Kajita, T., Kameda, J., Kaneyuki, K., Kobayashi, K., Koshio, Y., Miura, M., and et al. (2001). Solar ^8B and hep Neutrino Measurements from 1258 Days of Super-Kamiokande Data. *Physical Review Letters*, 86(25):5651–5655.
- [40] Fukuda, Y., Hayakawa, T., Inoue, K., Ishihara, K., Ishino, H., Joukou, S., Kajita, T., Kasuga, S., Koshio, Y., Kumita, T., Matsumoto, K., Nakahata, M., Nakamura, K., Okumura, K., Sakai, A., Shiozawa, M., Suzuki, J., Suzuki, Y., Tomoeda, T., Totsuka, Y., Hirata, K. S., Kihara, K., Oyama, Y., Koshihara, M., Nishijima, K., Horiuchi, T., Fujita, K., Hatakeyama, S., Koga, M., Maruyama, T., Suzuki, A., Mori, M., Kajimura, T., Suda, T., Suzuki, A. T., Ishizuka, T., Miyano, K., Okazawa, H., Hara, T., Nagashima, Y., Takita, M., Yamaguchi, T., Hayato, Y., Kaneyuki, K., Suzuki, T., Takeuchi, Y., Tanimori, T., Tasaka, S., Ichihara, E., Miyamoto, S., and Nishikawa, K. (1996). Solar neutrino data covering solar cycle 22. *Phys. Rev. Lett.*, 77:1683–1686.
- [41] Gamow, G. (1929). Zur quantentheorie der atomzertrümmerung. *Zeitschrift für Physik*, 52.
- [42] Giunti, C. and Studenikin, A. (2015). Neutrino electromagnetic interactions: a window to new physics.
- [43] Gribov, V. and Pontecorvo, B. (1969). Neutrino astronomy and lepton charge. *Physics Letters B*, 28.
- [44] Grupen, C. (2020). *Astroparticle Physics*, chapter 6.3 Neutrino Astronomy. Springer Nature Switzerland AG, 2^o edition.

- [45] Hallin, A. L. (1999). What is a neutrino? *Scientific American*.
Online de: <https://www.scientificamerican.com/article/what-is-a-neutrino/>.
- [46] Hampel, W., Handt, J., Heusser, G., Kiko, J., Kirsten, T., Laubenstein, M., Pernicka, E., Rau, W., Wojcik, M., Zakharov, Y., Ammon, R., Ebert, K., Fritsch, T., Heidt, D., Henrich, E., Stielglitz, L., Weirich, F., Balata, M., Sann, M., Hartmann, F., Bellotti, E., Cattadori, C., Cremonesi, O., Ferrari, N., Fiorini, E., Zannotti, L., Altmann, M., Feilitzsch, F., Mößbauer, R., Wänninger, S., Berthomieu, G., Schatzman, E., Carmi, I., Dostrovsky, I., Bacci, C., Belli, P., Bernabei, R., d'Angelo, S., Paoluzi, L., Cribier, M., Rich, J., Spiro, M., Tao, C., Vignaud, D., Boger, J., Hahn, R., Rowley, J., Stoenner, R., and Weneser, J. (1999). GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV. *Physics Letters B*, 447(1):127–133.
- [47] Haxton, W. C. (1995). The solar neutrino problem. *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, page 1.
- [48] Helmholtz, H. (1856). On the interaction of natural forces. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 11.
- [49] Herschel, J. F. W. (1833). *A Treatise on Astronomy*.
- [50] Hyper-Kamiokande Collaboration (2021). Neutrino mass hierarchy.
Online de: <http://www.hyper-k.org/en/physics/phys-hierarchy.html>.
- [51] IceCube Collaboration (2021). IceCube.
Online de: <https://icecube.wisc.edu/science/icecube/>.
- [52] Janka, H. T. (2017). Neutrino emission from supernovae.
- [53] KamLAND Collaboration (2005). KamLAND.
Online de: <http://kamland.stanford.edu/Technical/>.
- [54] Kelić, A., Zinner, N., Kolbe, E., Langanke, K., and Schmidt, K.-H. (2005). Cross sections and fragment distributions from neutrino-induced fission on r-process nuclei. *Physics Letters B*, 616(1):48–58.

- [55] Kolbe, E., Langanke, K., and Fuller, G. M. (2004). Neutrino-induced fission of neutron-rich nuclei. *Physical Review Letters*, 92(11).
- [56] Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Nolta, M. R., Page, L., Spergel, D. N., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., and Wright, E. L. (2010). Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation.
- [57] Mangano, G., Miele, G., Pastor, S., Pinto, T., Pisanti, O., and Serpico, P. D. (2005). Relic neutrino decoupling including flavour oscillations.
- [58] Markoff, D. (2003). First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance. 2003:P2.001.
- [59] Menchaca, A. (1996). El neutrino: Pauli, Fermi, Reines y Cowan.
Online de: http://bibliotecadigital.ilce.edu.mx/sites/ciencia/volumen2/ciencia3/068/htm/sec_11.htm.
- [60] Mertens, S. (2016). Direct neutrino mass experiments.
- [61] Mikheev, S. P. and Smirnov, A. Y. (1985). Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy. *Sov. J. Nucl. Phys. (Engl. Transl.); (United States)*, 42:6.
- [62] MiniBooNE Collaboration (2008). The MiniBooNE Detector.
- [63] Mirizzi, A., Tamborra, I., Janka, H.-T., Saviano, N., Scholberg, K., Bollig, R., Hudepohl, L., and Chakraborty, S. (2015). Supernova neutrinos: Production, oscillations and detection.
- [64] Nave, C. R. (2017). Experimento del neutrino, de Cowan y Reines.
Online de: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/Particles/cowan.html>.
- [65] Nave, R. (2016). Conservation of lepton number.
Online de: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Particles/parint.html#c3>.

- [66] Patrignani, C. *et al.* (Particle Data Group) (2016). Neutrino mass, mixing, and oscillations. *Chin. Phys. C*, 40.
- [67] Planck Collaboration (2015). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters.
- [68] Reines, F. (1979). The early days of experimental neutrino physics. *Science*, 203.
- [69] Reines, F. and Cowan, C. (1956). *Group P-8 Monthly Report*.
- [70] Roy, D. P. (2008). Eighty years of neutrino physics.
- [71] Royal Swedish Academy of Sciences (2002). Advanced information on the Nobel Prize in Physics 2002.
- [72] Royal Swedish Academy of Sciences (2015). Neutrino oscillations.
- [73] Russell, H. (1919). On the Sources of Stellar Energy. *Pub. Ast. Soc. Pacific*.
- [74] Rutherford, E. (1904). The radiation and emanation of radium. *Scientific American*, 58.
- [75] Shu, F. H. (2019). Cosmic neutrino background.
Online de: <https://www.britannica.com/science/cosmic-neutrino-background>.
- [76] Smirnov, A. Y. (2016). Solar neutrinos: Oscillations or no-oscillations?
- [77] Smirnov, A. Y. (2019). The Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) Effect.
- [78] SNO Collaboration (2002). The SNO detector.
Online de: <https://sno.phy.queensu.ca/sno2.html>.
- [79] Soper, D. E. (2007). Solar neutrinos.
Online de: <https://pages.uoregon.edu/soper/Sun/solarneutrinos.html>.
- [80] Spurio, M. (2018). *Probes of Multimessenger Astrophysics Charged Cosmic Rays, Neutrinos, γ -Rays and Gravitational Waves*, chapter 12. Low-Energy Neutrino Physics and Astrophysics. Springer Nature Switzerland AG, 2^o edition.

- [81] Strassler, M. (2011). Neutrino types and neutrino oscillations.
Online de: <https://profmattstrassler.com/articles-and-posts/particle-physics-basics/neutrinos/neutrino-types-and-neutrino-oscillations/>.
- [82] Super-Kamiokande Collaboration (2021). Detector structure.
Online de: <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/detector/index-e.html>.
- [83] Thomson, W. (1862). Physical considerations regarding the possible age of the sun's heat. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 23.
- [84] Villaescusa-Navarro, F., Bird, S., Peña-Garay, C., and Viel, M. (2012). Non-linear evolution of the cosmic neutrino background.
- [85] von Weizsäcker, C. F. (1938). Über Elementumwandlungen in Innern der Sterne. II. *Physikalische Zeitschrift*, 39.
- [86] Wang, K. C. (1942). A Suggestion on the Detection of the Neutrino. *Physical Review*, 61(1-2):97–97.
- [87] Wigmans, R. (2018). New developments in calorimetric particle detection.
- [88] Wikipedia (2021a). Chirality.
Online de: [https://en.wikipedia.org/wiki/Chirality_\(physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Chirality_(physics)).
- [89] Wikipedia (2021b). CNO cycle.
Online de: https://en.wikipedia.org/wiki/CNO_cycle.
- [90] Wikipedia (2021c). Proton–proton chain.
Online de: https://en.wikipedia.org/wiki/Proton%E2%80%93proton_chain.
- [91] Wolfenstein, L. (1978). Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev. D*, 17:2369–2374.
- [92] Yanagisawa, C. (2014). Looking for cosmic neutrino background. *Frontiers in Physics*, 2:1–6.
- [93] Zyla, P.A. *et al.* (Particle Data Group) (2020). CKM Quark-Mixing Matrix. *Prog. Theor. Exp. Phys*, 2020.

Apéndices

A. Tipos de detectores terrestres

Un detector de neutrinos es un aparato físico designado para estudiar los neutrinos. Como ya hemos dicho, los neutrinos interactúan muy débilmente con las otras partículas de la materia, por lo que los detectores deben ser muy grandes para detectar un número significativo de ellos. Además, se suelen construir bajo tierra, para aislarlos de los rayos cósmicos.

Su dificultad de detección también aumenta al poseer poca masa y no tener carga, por lo que no ionizan a los materiales que atraviesan. Sólo interactúan por vía gravitatoria (aunque se descarta su detección por este método, al ser su masa ínfima) y vía fuerza débil, esta última mediante la interacción de corriente cargada (CC, del inglés *charged current*), intercambiándose un bosón W , y la de corriente neutral (NC, *neutral current*), intercambiándose un bosón Z .

La detección mediante CC se basa en la transformación de un neutrino de alta energía en su compañero leptónico. Es decir, un neutrino electrónico se convierte en un electrón, uno muónico en un muon, etc. Sin embargo, si el neutrino no tiene suficiente energía esta interacción no sucederá. La detección mediante NC se basa en la entrada del neutrino en el detector y yéndose de él después de haber transferido parte de su energía y momento a una partícula de destino.

Desde el primer experimento que detectó el neutrino, en 1956, ha habido números experimentos más para intentar aprender más sobre esta misteriosa partícula, usando diversas técnicas de detección. Las principales, junto a sus más famosos detectores, se comentan a continuación.

Detectores basados en centelleadores

Como su nombre bien indica, estos detectores se basan en el uso de líquidos centelleadores para la detección de los neutrinos. Un centelleador es un material que presenta la propiedad de luminiscencia cuando es excitado por radiación ionizante. Cuando estos materiales son golpeados por una partícula incidente, absorben parte de su energía y la reemiten en forma de un corto destello de luz, normalmente en el rango de luz visible. A parte del centelleador, también será necesario el uso de

sensores de luz, como tubos fotomultiplicadores o fotodiodos, que absorben la luz emitida y la reemiten como electrones mediante el efecto fotoeléctrico, creando una corriente eléctrica.

El detector basando en centelleo más conocido es el usado por Reines y Cowan [8; 64; 4], con el que en 1956 demostraron la existencia del neutrino. Otros experimentos actuales, como KamLAND [53], Borexino [18] y NOvA [35], también usan técnicas de detección con centelleadores.

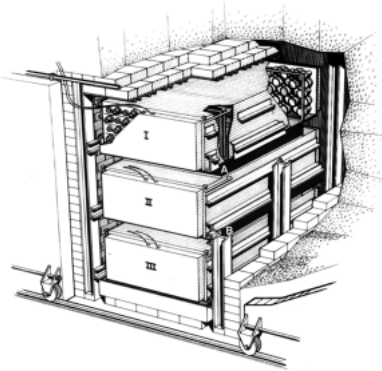


Figura 24: Representación gráfica del detector usado en el experimento de Reines-Cowan.

Experimento Reines-Cowan El experimento Reines-Cowan de 1956 se llevó a cabo en la Planta de Savannah River, cerca de Augusta (Georgia, EE.UU.), después de realizarse en 1953 un experimento preliminar en Hanford. La ubicación del experimento se situó a 11 metros del reactor, separados por hormigón, y a 12 metros bajo tierra, para eliminar los rayos cósmicos. Se utilizaron dos tanques (denotados como A y B), con un total de aproximadamente 200 litros de agua y 40

kg de CdCl_2 disuelto en ella, intercalándose entre tres capas de centelleadores (I, II y III), conteniendo cada uno de ellos 110 tubos fotomultiplicadores de 5 pulgadas de diámetro (véase la Figura 24). A continuación se detalla el proceso de obtención de datos.

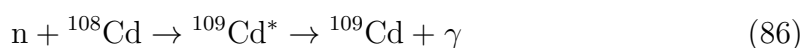
Los antineutrinos electrónicos, creados en las desintegraciones β^- de los reactores nucleares, pueden interactuar con los protones y producir neutrones y positrones,



reacción conocida como desintegración β inversa, interacción de tipo CC. Sin embargo, la probabilidad de que suceda es muy baja, ya que el neutrino normalmente atraviesa el protón sin producir ningún efecto (es por ello por lo que les hacía falta un gran flujo de neutrinos), y proporcional a la sección eficaz.

Los positrones obtenidos encuentran rápidamente electrones (sus antipartículas) y producen dos rayos γ de alta energía por aniquilación del par, viajando los dos fotones de los rayos en direcciones opuestas con el fin de conservar el momento. Este evento es muy distintivo ya que se puede detectar simultáneamente los dos rayos con energía 0,511 MeV en direcciones opuestas.

Para detectar los neutrones de la reacción, decidieron estimular su captura por un núcleo adecuado, produciendo otro rayo γ . Se detectaron poniendo cloruro de cadmio, CdCl_2 , en el tanque detector. El cadmio absorbe con facilidad neutrones con energías inferiores a 0,2 eV (hecho por el cual se suele usar en las barras de control de los reactores nucleares), y cuando absorbe uno, el cadmio-108 (^{108}Cd) produce cadmio-109 (^{109}Cd) de estado excitado (*), que posteriormente emite un rayo γ :



Los fotones se detectaron colocando un material centelleante (centellador) al lado de los tanques de agua. El centellador produjo, en respuesta a los fotones de los rayos γ producidos por la aniquilación, a partir de los neutrinos y los protones del hidrógeno del agua (que están tan débilmente unidos al agua que pueden ser vistos como protones libres), y la captura del neutrón, destellos de luz visible, que fueron detectados mediante tubos fotomultiplicadores (Figura 25).

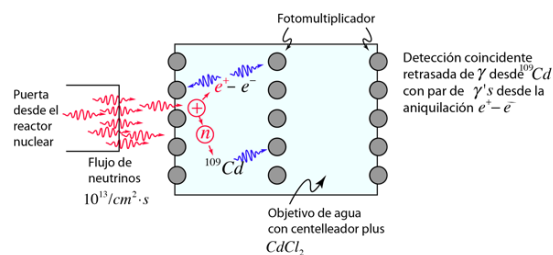


Figura 25: Esquema del funcionamiento del experimento de Reines-Cowan.

Con esta configuración, un evento de neutrino en el tanque de destino A, por ejemplo, daría lugar a dos conjuntos de pulsos de los detectores I y II que flanquean el tanque A, el primero debido a la aniquilación positrón-electrón y el segundo, apareciendo de 3 a 10 microsegundos después, a la captura del neutrón. Las señales de coincidencia dispararon osciloscopios de tres haces que mostraban los pulsos en I, II y III, siendo las señales registradas fotográficamente. Estas fotografías fueron examinadas para rechazar eventos despreciables, como la aparición simultánea de señales en los tres tanques detectores, que significa el paso de un rayo cósmico.

Se realizaron varias mediciones para demostrar que esta señal se debía a la desintegración β inversa inducida por neutrinos. Esto implicaba, por ejemplo, demostrar que la velocidad de la señal era proporcional al número total de protones, lo que se comprobó volviendo a medir la velocidad después de diluir el agua ligera con agua pesada. También mostraron que el primer pulso se debió a la aniquilación de positrones, que requirió la comparación del espectro de altura de pulso de este con el obtenido de una fuente radiactiva emisora de positrones; y que la segunda señal se debió a la captura de neutrones en cadmio, lo que mostraron al observar la disminución medida en la diferencia de tiempo medio entre el primer y segundo pulso después de aumentar la concentración de cadmio. Finalmente, para demostrar que la señal no se debía a los neutrones y rayos γ del reactor, rodearon el detector con un blindaje adicional y encontraron que la velocidad de la señal permanecía constante mientras las coincidencias accidentales inducidas por el reactor disminuían.

Detectores radioquímicos

Los detectores radioquímicos están basados en procesos radiactivos, es decir, en el decaimiento del núcleo atómico de un elemento químico mediante uno de los tres tipos de desintegración (alfa, beta o gamma), formándose un elemento nuevo.

El ejemplo más conocido de este tipo de detectores es el de Homestake [26; 47], desarrollado por Bahcall y Davis para detectar y contrastar el flujo de neutrinos provenientes del Sol. Sin embargo, hubo un déficit de un tercio en el número de neutrinos detectados, hecho por el cual empezó el llamado problema de los neutrinos solares. Otros detectores radioquímicos, posteriores al de Homestake, fueron el ruso SAGE y el italiano GALLEX [13], usando ambos galio en vez de cloro, obteniendo el mismo problema de déficit en el flujo.

Homestake Este experimento constaba de un detector de neutrinos basado en las desintegraciones entre el cloro y el argón. Se llevó a cabo por primera vez en la mina de oro de Homestake, en Lead (Dakota del Sur, EE. UU.), en el año 1967. El tanque contenía 378 000 litros de tetracloroetileno (también conocido como tetracloroetileno), un líquido incoloro, no inflamable y pesado, normalmente usado para la limpieza en seco, que en su fórmula molecular viene expresado como C_2Cl_4 . El

detector se situó en una gran cámara, junto a una sala de control más pequeña, a un nivel de 1478 metros bajo tierra, por lo que se usaron piezas relativamente pequeñas en su construcción. Todas las soldaduras se comprobaron usando rayos X, y se realizó una prueba de fugas al vacío en el depósito.



Figura 26: Construcción del detector de Homestake.

los neutrinos con valores de energía menores a esta no serán capturados. Es por ello que mediante este detector solo se podrán encontrar neutrinos del decaimiento del boro-8 al berilio-8 (Ec.), con energías típicas de 7 MeV.

El isótopo radiactivo de argón, con una vida media de 35 días, decae, por captura de electrones, de nuevo en un isótopo de cloro-37 en su estado fundamental. Para extraer el argón del tanque, se hacía burbujear helio a través del C_2Cl_4 utilizando un dispositivo llamado eductor. Esta extracción se realizaba cada dos o tres meses, eliminándose del tanque el 95 % del argón con un tiempo de extracción sobre las 20 horas. El argón extraído era purificado y colocado en pequeños contadores que tenían volúmenes internos de 0,25 o 0,5 cm^3 .

Este detector estuvo en funcionamiento continuo durante 25 años, hasta 1992, salvo un parón de 17 meses entre 1985 y 1986, debido a un fallo de las bombas de

El método de detección se basaba en la captura de neutrinos solares mediante la reacción



Pontecorvo y Alvarez fueron los primeros en sugerir esta reacción para la detección de los neutrinos, por lo que se suele conocer como la reacción Davis-Pontecorvo.

La energía umbral de la reacción es de 0,814 MeV, lo que nos viene a decir que



Figura 27: Tanque del experimento de Homestake.

circulación. Durante esos años se aplicaron diversas mejoras, como la introducción de cantidades concretas de ^{36}Cl , que no hicieron más que evidenciar el problema de los neutrinos solares.

Detectores basados en la radiación de Cherenkov

Estos detectores utilizan la colisión de los neutrinos con electrones contenidos en un medio acuoso como método de detección. Un neutrino, al impactar, transmite parte de su momento, confiriéndole al electrón cierta velocidad, en ocasiones superior a la de la luz en el medio donde se produce la colisión (esta velocidad siempre será menor que c). Cuando sucede esto último, sucede una emisión de luz característica, conocida como radiación de Cherenkov, captada por unos fotosensores, llamados tubos fotomultiplicadores, que recubren las paredes del depósito en el que está contenido el medio acuoso. Como lo que observamos es una transmisión del momento lineal, también podemos obtener aproximadamente la energía de los neutrinos y la dirección de la cual proceden, mientras que con los anteriores métodos sólo podíamos obtener el flujo.

Los detectores más famosos que funcionan a base de la radiación de Cherenkov son el Super-Kamiokande [82] (posiblemente el detector más famoso) y el Observatorio de Neutrinos de Sudbury [78] (SNO, de sus iniciales en inglés), aunque este último ya no está en funcionamiento. Ambos detectores fueron los principales participantes de la resolución del problema de los neutrinos solares, siendo los directores de ambos detectores galardonados con el Premio Nobel de Física en 2015. Otros detectores actualmente en funcionamiento son IceCube [51], situado bajo el hielo antártico, MiniBooNE [62], que usa aceite mineral como medio acuoso, y ANTARES [3], situado en las profundidades del mar Mediterráneo.

Super-Kamiokande El detector Super-Kamiokande, situado debajo del Monte Ikeno (Hida, Japón), consiste en un tanque cilíndrico de acero inoxidable, con 39,3 m de diámetro y 41,4 m de altura, y unos tubos multiplicadores, instalados en la pared del tanque, el cual contiene 50 000 toneladas de agua pura (Figura 28). La estructura de soporte de los tubos fotomultiplicadores divide el tanque en dos volúmenes, distintos y aislados ópticamente, el detector interior (ID) y el exterior

(OD), habiendo 11 129 tubos en el ID y 1885 en el OD. El tanque se mantiene cerrado porque se están tomando datos continuamente.

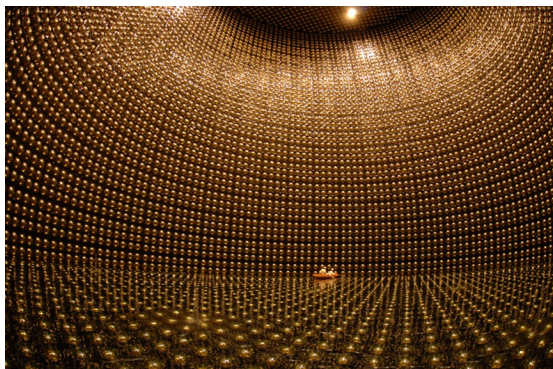


Figura 28: Interior del detector Super-Kamiokande.

Los tubos fotomultiplicadores del ID son los que se encargan de detectar la radiación de Cherenkov que emiten las partículas cargadas, al tener estas una velocidad superior a la velocidad de la luz en el agua. La energía y dirección de estas es obtenida por la información de la carga detectada y el tiempo. Después de que en noviembre de 2001 una sola implosión de un tubo provocara un efecto cascada destruyendo más de la mitad

de los tubos, se recubrieron los tubos del ID con escudos de acrílico y fibra de vidrio. Estos están separados una distancia de 70 cm y cubren aproximadamente el 40 % de la pared del detector. El resto está cubierto con una lámina negra de tereftalato de polietileno, que separa ópticamente los depósitos del ID y del OD.

Los tubos fotomultiplicadores del OD son más pequeños que los del ID (Figura 29), y están unidos a una placa para recoger los fotones, estando la pared cubierta con una lámina blanca reflectante. El objetivo del OD es distinguir los eventos debidos a los neutrinos de los de los muones cósmicos, que actúan como ruido de fondo en la detección de los neutrinos. Cuando el muon del rayo cósmico entra en el OD, la luz Cherenkov se emite inmediatamente porque este es una partícula cargada. El muon del rayo cósmico corre hacia el agua y continúa emitiendo la luz Cherenkov, que es detectada por los tubos interiores. En cambio, un neutrino no emite luz Cherenkov porque es una partícula neutra. Cuando un neutrino interactúa con una partícula cargada en el agua, mediante la reacción

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (87)$$

la partícula cargada emite la luz Cherenkov. Por lo tanto, en la mayoría de los casos de eventos de neutrinos, sólo los tubos interiores tienen impactos y los exteriores no.

En las cuatro cabinas que se sitúan encima del depósito de agua se encuentra el sistema electrónico que lee la información de la señal enviada por los tubos fo-

tomultiplicadores, a través de cables de 70 m, y las fuentes de alimentación de alta tensión, de unos 2000 V. El tamaño de los datos almacenados en un día puede llegar a ser de 500 GB.

Como hemos dicho, el detector se llena con 50 000 toneladas de agua ultrapura. Es muy importante mantener esta agua limpia para mejorar la precisión de la detección. Se utiliza el agua subterránea limpia, eliminando posteriormente polvos, iones, bacterias y radón. El agua, una vez que ya está en el depósito, se reprocesa continuamente en un sistema de ciclos. El número típico de partículas de tamaño superior a $0,1 \mu\text{m}$ se reduce después de la purificación a un valor de 100 partículas por cm^3 .

El techo de la cavidad en la que se encuentra el detector tiene forma de cúpula para dispersar el peso que producen los 1000 m de montaña que tiene encima. La mina contiene material radiactivo, radón, cuyos productos de desintegración

se convierten en ruido de fondo para las observaciones. Para evitar que afectan a estas, el techo y la pared están sellados por polietileno. Además se suministra aire del exterior para retener aún más el aire de la mina contaminado por radón.

El detector a día de hoy sigue tomando datos durante las 24 horas del día los 365 días del año. Los investigadores se encargan de vigilar su estado y la calidad de los datos, organizándose en tres turnos.



Figura 29: Operario con uno de los fotomultiplicadores del ID.

Sudbury Neutrino Observatory (SNO) El SNO fue un observatorio de neutrinos localizado a 2070 m bajo tierra en la mina Creighton de Sudbury (Ontario, Canadá). Su detector estuvo en marcha desde mayo de 1999 hasta el 28 de noviembre de 2006. Este se basaba en la radiación de Cherenkov para la detección de los

neutrinos producidos en las reacciones de fusión del Sol, utilizando 1000 toneladas de agua pesada (D_2O o 2H_2O), es decir, agua con núcleos de deuterio (2H) en vez de protio (1H), contenida por un depósito acrílico de 12 m de diámetro (Figura 30). Los fotones producidos eran detectados por 9600 tubos fotomultiplicadores, montados en una estructura de soporte que rodeaba el tanque de agua pesada. El detector estaba sumergido en agua corriente dentro de una cavidad en forma de barril de 30 m excavada en la roca. Al estar el detector situado en la parte más profunda de la mina, la gran cantidad de tierra y rocas que había por encima de él lo protegía de los rayos cósmicos.



Figura 30: Transporte de la esfera de soporte a la mina.

El agua, aparte de ser pesada, tenía que ser pura. En particular, los elementos de las cadenas radiactivas de uranio y torio debían reducirse a concentraciones un millón de veces inferiores a las que se encuentran en el agua natural, ya que si un elemento radiactivo se descomponía en el detector o cerca de él, se podía considerar como un evento de neutrinos. El propósito del agua ligera exterior era absorber los rayos γ y los neutrones emitidos por las rocas. Para el agua pesada las impurezas debían ser menores a 10^{-14} g por gramo de agua, mientras que para el agua ligera 10^{-13} g. Los materiales en contacto con las aguas debían de tener niveles bajos de impurezas. A pesar de ello, se purificaba el agua a un ritmo de cientos de litros por minuto.

Los tubos fotomultiplicadores se pueden considerar como los “ojos” del detector. Son sensores de luz muy sensibles, capaces de detectar fotones de luz individuales y producir un impulso eléctrico que viaja a la toma de adquisición de datos. Los del SNO estaban formados por placas de dinodo de alto voltaje dentro de una bombilla

de vidrio. Los fotones interactuaban con una fina película en el interior del vidrio para expulsar un electrón, el cual era acelerado hacia las placas de alto voltaje, donde provocaba una cascada de electrones para producir el pulso. El SNO tenía una cantidad de 10 000 tubos para recoger el mayor número posible de fotones producidos por el efecto Cherenkov.

Los tubos fotomultiplicadores del SNO se mantuvieron fijos en una esfera de 18 m que rodeaba el depósito de agua pesada (Figura 31). Esta estructura debía ser muy resistente y estar compuesta por acero inoxidable de alta calidad para evitar la contaminación del agua. Los tubos se alojaron en celdas hexagonales de plástico que se atornillaron formando paneles. Estas celdas contenían reflectores dieléctricos que aumentaban la aceptación de luz de los tubos.

El recipiente acrílico donde estaba contenida el agua pesada era transparente y tenía 5 cm de espesor. Además, estaba suspendido por cuerdas para que los tubos no sufriesen obstrucciones y para proporcionar amortiguación en caso de caída de rocas o movimientos sísmicos. Este recipiente era una esfera de 12 m de diámetro con un cuello de 8 m de altura y 2 m de diámetro para facilitar el acceso de tubos de filtración, dispositivos de calibración, etc.

El SNO se diferencia de los demás detectores por ser el único en su época en poder medir independientemente el flujo de neutrinos electrónicos y el de muónicos y tauónicos. Mediante el uso de agua pesada podíamos medir el flujo y el espectro de energía de los ν_e y el flujo de todos los neutrinos, ν_x , pudiendo ser $x = e, \mu, \tau$. Por tanto, el flujo de los dos últimos tipos de neutrinos se podía calcular mediante



Figura 31: Esfera de soporte de los fotomultiplicadores en la mina.

la diferencia

$$\phi(\nu_{\mu\tau}) = \phi(\nu_x) - \phi(\nu_e) \quad (88)$$

El SNO podía medir estos flujos mediante tres diferentes interacciones del neutrino con el agua pesada:

- La primera era la reacción CC, dada por la expresión

$$\nu_e + {}^2\text{H} \rightarrow \text{p}^+ + \text{p}^+ + \text{e}^- \quad (89)$$

Conforme el neutrino se va acercando al núcleo de deuterio, se intercambia un bosón cargado débil W , el cual cambia el neutrón del deuterio en un protón, y el neutrino a un electrón, el cual tendrá la mayoría de la energía al ser la partícula formada más ligera. Debido a la gran energía que tienen los neutrinos incidentes, el electrón será tan energético que será emitido a la velocidad de la luz, es decir, a mayor velocidad que la de la luz en el agua pesada. Cuando el electrón se ralentiza, se emite luz, la llamada radiación de Cherenkov, que era detectada por los tubos fotomultiplicadores. La cantidad de luz será, por tanto, proporcional a la energía del neutrino incidente. A partir de los patrones de impacto de los tubos se podían determinar las energías de los neutrinos y medir una distribución angular. El espectro de energías mostraría una distorsión respecto a la teoría si se producían oscilaciones de neutrinos. El modelo solar estándar predecía unos 30 eventos al día mediante este método.

- La segunda interacción era mediante la reacción NC, con expresión

$$\nu_x + {}^2\text{H} \rightarrow \text{p}^+ + \text{n} + \nu_x \quad (90)$$

En esta reacción participa el bosón neutro débil Z , de ahí su nombre. La reacción neta sólo consiste en romper el núcleo de deuterio, termalizándose el neutrón liberado en agua pesada mientras se dispersa. Es detectable debido a la emisión de rayos γ cuando el neutrón es capturado por otro núcleo, que dispersarán electrones que producirán luz detectable a través del proceso Cherenkov. La reacción NC es sensible por igual a los tres tipos de neutrinos. Para mejorar su detección se añadió NaCl (sal común) y tubos contadores de ${}^3\text{He}$ al agua pesada durante la segunda fase del funcionamiento del detector. El modelo solar también predecía unos 30 neutrinos al día.

- La tercera reacción era conocida como la de dispersión elástica,

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (91)$$

siendo esta no exclusivamente usada con agua pesada, por lo que era el mecanismo principal en los otros detectores de agua ligera, como el Super-Kamiokande (Ecuación 87). Aunque en principio es sensible a todos los tipos de neutrino, el ν_e domina sobre los demás en un factor de seis. Es decir, tenía mayor sensibilidad para este tipo de neutrino. Al no desaparecer el neutrino, la energía que poseía este antes de la colisión es compartida entre ambas partículas, por lo que se obtiene muy poca información espectral de esta reacción, aunque buena direccional. El modelo solar predecía sólo 3 eventos mediante esta reacción.

La adquisición de datos era un proceso bastante extenso. Las señales de cada uno de los tubos fotomultiplicadores tenían que ser procesadas individualmente, pasando por diversos procesos intermedios, realizados además con un consumo de energía bajo por la falta de capacidad de disipación de calor en la mina.

B. Cronología

Año	Evento
1833	John Herschel describe el rol de la luz solar en toda la vida humana: “Los rayos del sol son la fuente última de casi todos los movimientos que tienen lugar en la superficie de la tierra.”
1840s	J.R. Mayer y J.J. Waterson sugieren que el origen de la radiación solar es la conversión de energía gravitacional en calor.
1854	<ul style="list-style-type: none"> ■ Hermann von Helmholtz propone que la energía radiada por el Sol es la contracción gravitacional de una gran masa. ■ Kelvin sugiere que el calor del sol podría ser producido por el impacto de los meteoros que caen sobre su superficie.
1859	Charles Darwin calcula la edad de la Tierra en un rango de 300 millones de años.

Año	Evento
1862	Kelvin argumenta que la fuente principal de energía para el Sol es la energía gravitacional de los meteoritos a partir de los cuáles se formó, cree que Darwin está equivocado con su estimación de la edad de la Tierra y estima el tiempo de vida del Sol en 30 millones de años.
1896	Henri Becquerel descubre la radiactividad natural.
1903	Pierre Curie anuncia que las sales de radio liberan calor constantemente, sin enfriarse a la temperatura de su entorno.
1904	Ernest Rutherford descubre la energía liberada por la radiación de partículas alfa de sustancias radiactivas y aumenta el posible límite de duración de vida de la Tierra.
1905	Albert Einstein concluye la relación entre masa y energía, $E = mc^2$, como consecuencia de la teoría especial de la relatividad.
1919	Henry N. Russell resume las sugerencias astronómicas sobre la naturaleza de la fuente de energía estelar, enfatizando que la pista más importante era la alta temperatura en el interior de las estrellas.
1920	<ul style="list-style-type: none"> ■ F.W. Aston muestra que cuatro núcleos de hidrógeno son más pesados que un núcleo de helio. ■ Arthur Eddington argumenta a partir de la medida de Aston que el Sol podría estar brillando por convertir átomos de hidrógeno en helio.
1928	George Gamow obtiene una fórmula mecánico-cuántica que da una probabilidad no nula de que dos partículas superen su repulsión electrostática mutua y se acerquen mucho, conocida como el “factor Gamow”.
1930	Wolfgang Pauli postula el neutrino, dándole el nombre de “neutrón”, para compensar la aparente pérdida de energía y momento lineal en la desintegración beta de los neutrones.

Año	Evento
1932	<ul style="list-style-type: none"> ■ James Chadwick descubre el neutrón, una partícula nuclear neutra mucho más masiva. ■ Enrico Fermi usa por primera vez en el vocabulario científico la palabra “neutrino” para referirse a la partícula neutra ligera.
1933	Pauli utiliza el término “neutrino” en el Congreso Solvay.
1934	<ul style="list-style-type: none"> ■ Fermi unifica el neutrino de Pauli con el positrón de Dirac y el modelo neutrón-protón de Heisenberg. ■ El espectro de desintegración beta nos explica que se dispone de una cantidad limitada de energía, y una nueva partícula, el neutrino de Pauli, a veces toma una fracción variable de esta energía, dejando el resto para la partícula beta.
1938	<ul style="list-style-type: none"> ■ C.F. von Weizsäcker descubre el ciclo CNO. ■ Hans Bethe analiza las diferentes posibilidades de reacciones que queman núcleos y selecciona como las más importantes el ciclo CNO y la cadena p-p.
1942	Wang Ganchang propone el uso de la captura de electrones beta para detectar neutrinos experimentalmente.
1956	Clyde Rowan y Frederick Reines demuestran la existencia del neutrino experimentalmente, haciendo reaccionar antineutrinos creados en un reactor nuclear por decaimiento beta con protones para producir neutrones y positrones (experimento del neutrino).

Año	Evento
1957	Bruno Pontecorvo sugiere un método práctico para investigar las oscilaciones de los neutrinos usando una analogía con las oscilaciones de los kaones.
1962	Leon M. Lederman, Melvin Schwartz y Jack Steinberger detectan interacciones del neutrino muónico.
1964	Raymond Davis Jr. y John N. Bahcall proponen un experimento constituido en la captura de neutrinos solares para probar que las reacciones de fusión nuclear, en especial la conversión de núcleos de hidrógeno en núcleos de helio, son la fuente de radiación solar (experimento de Homestake).
1965	Friedel Sellschop identifica el primer neutrino encontrado en la naturaleza.
1966	Colgate y White calculan que los neutrinos se llevan la mayor parte de la energía gravitacional liberada por el colapso de estrellas masivas.
1968	Davis anuncia que ha detectado entre un tercio y la mitad de los neutrinos que Bahcall había predicho, lo que pronto se conoce como el “problema de los neutrinos solares”.
1969	Pontecorvo y Vladimir Gribov proponen que la discrepancia entre la teoría estándar y el experimento de Davis podría deberse a una inadecuación en la física de partículas más que en el modelo estándar solar y sugieren que los neutrinos padecen un trastorno de personalidad múltiple, oscilando entre diferentes estados.
1978	Lincoln Wolfenstein demuestra que los efectos de la materia sobre los neutrinos que se mueven a través del Sol podrían aumentar la probabilidad de oscilación de éstos si la naturaleza ha elegido darles masas en un rango particular.
1985	Stanislav Mikheyev y Alexei Smirnov amplían el trabajo de Wolfenstein y observan que las oscilaciones de sabor pueden modificarse cuando los neutrinos se propagan a través de la materia (efecto MSW).
1987	Se detectan neutrinos de la Supernova 1987A.
1989	El equipo del Kamiokande detecta también neutrinos solares, confirma que la cantidad es menor que la predicha y demuestra que los neutrinos detectados vienen del Sol.
1990	Bethe y Bahcall señalan el requerimiento de una nueva física de neutrinos, más allá de la contenida en la física de partículas.

Año	Evento
1997	Las mediciones de las velocidades del sonido en el interior solar coinciden con las calculadas por el modelo teórico del Sol, lo que sugiere que el modelo también debe predecir correctamente el número de neutrinos.
1998	<ul style="list-style-type: none"> ■ El equipo del Super-Kamiokande anuncia que han observado oscilaciones entre neutrinos atmosféricos. ■ Durante la conferencia <i>0-mass neutrino</i>, se muestra que los neutrinos tienen una masa ínfima.
2000	La colaboración DONUT detecta interacciones del neutrino tauónico.
2001	Arthur McDonald y su equipo resuelven con un detector con agua pesada el misterio de los neutrinos solares: el número total de neutrinos solares de todos los tipos coincide con el número predicho por el modelo computacional.
2005	KamLAND mide geoneutrinos, neutrinos que son proporcionados por las reacciones de desintegración beta de isótopos radiactivos terrestres.
2007	Los detectores de MINOS miden que la velocidad de los neutrinos de 3 GeV está entre $0,999976c$ y $1,000126c$.
2009	Se analizan los datos de un cúmulo de galaxias para predecir una masa de neutrinos de aproximadamente 1,5 eV, lo que requiere que las tres masas de los neutrinos sean casi iguales.
2010	<ul style="list-style-type: none"> ■ Datos del WMAP de la radiación cósmica de fondo son compatibles con tres o cuatro tipos de neutrinos. ■ El estudio de la galaxia 3-D MegaZ DR7 informa que se ha medido un límite de masa combinada de las tres variedades de neutrinos en menos de 0,28 eV.

Año	Evento
2011	<ul style="list-style-type: none"> ■ La colaboración OPERA anuncia que el análisis de las medidas para la velocidad de los neutrinos arrojaba valores superlumínicos; tiempo después se reconoció que era un error. ■ Los investigadores de OPERA observan un neutrino tau en un haz de neutrinos muon, lo que proporciona más evidencia de que tienen masa.
2012	<ul style="list-style-type: none"> ■ Los detectores del proyecto MINOS son mejorados y encuentran concordancia con la velocidad de la luz. ■ El CERN anuncia concordancia entre la velocidad de la luz y la velocidad de los neutrinos. ■ Científicos estadounidenses utilizan un acelerador de partículas para enviar un mensaje de neutrinos coherente a través de 780 pies de roca, siendo el primer uso de neutrinos para la comunicación.
2013	La colaboración Planck da un límite superior para la suma de las tres masas de 0,23 eV.
2014	La colaboración de Planck actualiza su límite a $0,320 \pm 0,081$ eV.
2016	<ul style="list-style-type: none"> ■ La cota superior de la masa de los neutrinos se sitúa en $5,5 \text{ eV}/c^2$, es decir, menos de una millonésima parte de la masa de un átomo de hidrógeno, basándose en el análisis de la distribución de galaxias en el universo. ■ La masa del neutrino se actualiza a 1,85 eV.

Año	Evento
2018	<ul style="list-style-type: none"> ▪ El experimento KATRIN empieza a tomar datos para determinar el valor de la masa del neutrino electrónico, entre 0,2 eV y 2 eV. ▪ El Observatorio IceCube Neutrino anuncia que ha rastreado un neutrino de energía extremadamente alta que golpeó su estación de investigación hasta su punto de origen a 3700 millones de años luz, siendo la primera vez que se ha utilizado un detector de neutrinos para localizar un objeto en el espacio.

C. Aproximación de la velocidad relativista de una partícula

Partimos de la Ecuación 13,

$$v = c \left[1 - \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (13)$$

Si la partícula tiene velocidad muy alta y su energía total E es mucho mayor que su energía de masa E_0 ($mc^2/E \approx 0$), podemos aproximar la Ecuación 13 mediante una serie de Taylor centrada sobre el punto cero (serie de Maclaurin) [81]. Recordemos que esta viene dada por la expresión

$$f(x) \approx f(0) + \frac{f'(0)}{1!}x + \frac{f''(0)}{2!}x^2 + \frac{f^{(3)}(0)}{3!}x^3 + \dots + \frac{f^{(n)}(0)}{n!}x^n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(0)}{n!}x^n \quad (92)$$

Dejando a un lado la constante c de fuera del paréntesis, podemos hacer el cambio de variable

$$x = \frac{mc^2}{E} \Rightarrow \left[1 - \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right]^{1/2} = [1 - x^2]^{1/2} \quad (93)$$

obteniendo

$$f(x) = (1 - x^2)^{1/2} \quad f(0) = 1 \quad (94)$$

$$f'(x) = \frac{1}{2}(1 - x^2)^{-1/2}(-2x) \quad f'(0) = 0 \quad (95)$$

$$f''(x) = - \left[-\frac{1}{2}(1 - x^2)^{-3/2}(-2x)x + (1 - x^2)^{-1/2} \right] \quad f''(0) = -1 \quad (96)$$

por lo que aproximando a segundo orden obtenemos

$$f(x) \approx 1 - \frac{1}{2}x^2 \quad (97)$$

y deshaciendo el cambio de variable obtenemos finalmente la aproximación de v ,

$$v \approx c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right] \quad (14)$$